

# **VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## **FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

### **ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE**

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

### **SUPRAVODIVOST VE ČTVRTÉM SKUPENSTVÍ**

SUPERCONDUCTIVITY IN THE FOURTH STATE OF MATTER

#### **DIPLOMOVÁ PRÁCE**

MASTER THESIS

#### **AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

Bc. Tereza Mádrová

#### **VEDOUCÍ PRÁCE**

SUPERVISOR

prof. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

**BRNO 2020**

# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektrotechnická výroba a materiálové inženýrství**  
Ústav elektrotechnologie

**Studentka:** Bc. Tereza Mádrová  
**Ročník:** 2

**ID:** 185900  
**Akademický rok:** 2019/20

**NÁZEV TÉMATU:**

## Supravodivost ve čtvrtém skupenství

### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se se základními parametry popisu a chování plazmy, proveďte literární rešerši a charakterizujte stav tohoto skupenství hmoty. Shrňte známé a používané teorie, modely popisu termodynamického chování plazmy. Na základě vlnové teorie hmoty připravte teoretický popis stavu šíření elektromagnetické vlny v prostředí plazmatu. Prostudujte podmínky stavů, při kterých se elektromagnetická vlna šíří podél rozhraní materiálu v tzv. bezeztrátovém režimu, aplikujte model na materiál plazmy a pokuste se sestavit model jednoduchého příkladu, v němž by se v aplikaci s plazmatem dosáhlo bezeztrátového šíření elektromagnetické vlny. Porovnejte tento stav s jevy a stavy známými jako supravodivost. Navrhněte model pro numerické modelování nebo experiment k ověření.

### DOPORUČENÁ LITERATURA:

- [1] STRATTON, J. A. Electromagnetic theory. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2007. ISBN 0470131535.
- [2] DĚDEK, L., DĚDKOVÁ, J. Elektromagnetismus. Brno: VUTIUM, 1998. ISBN 80-214-1106-6.
- [3] GROSS, B. Technika plazmatu. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1967. Teoretická knižnice inženýra.
- [4] KIKUCHI, H. Electrohydrodynamics in dusty and dirty plasmas: gravito-electrodynamics and EHD. Boston: Kluwer Academic Publishers, c2001. ISBN 0792368223.

**Termín zadání:** 3.2.2020  
**Vedoucí práce:** prof. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

**Termín odevzdání:** 3.6.2020

**doc. Ing. Petr Bača, Ph.D.**  
předseda oborové rady

### UPOZORNĚNÍ:

Autor semestrální práce nesmí při vytváření semestrální práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně / Technická 3058/10 / 616 00 / Brno

## **Abstrakt**

Tato diplomová práce se zabývá zkoumáním a popisem šířením elektromagnetických vln v plazmatu. Jsou známy jednoduché případy šíření elektromagnetické vlny v plazmatu, například kolem koaxiálního vedení v tzv. bezeztrátovém režimu, jinými slovy vykazuje vlastnosti, jaké jsou známy u supravodivých materiálů. Takto postavený pohled na vlastnosti plazmatu může výrazně pomoci objasnit pozorované jevy v experimentálním výzkumu plazmatu nebo nastínit nové trendy ve využití plazmatu v tomto režimu. V úvodu a teoretické části je popsána známá teorie vztahující se k šíření elektromagnetické vlny v nehomogenním nebo neizotropním prostředí, následně v dalších částech práce je zmíněn a rozpracován matematický model řešení problematiky šíření vln v plazmatu, následně navazuje návrh a realizace experimentu. Model zahrnuje zpracování Maxwellových redukovaných rovnic v Heavisidově notaci pro stav hmoty označovaný jako plazma, dále návrh modelu pro numerické modelování, analýzu a návrh jednoduchého experimentu pro ověření numericky analyzovaných výsledků.

## **Klíčová slova**

elektromagnetická vlna, model, plazma, supravodivost, totální odraz, vlna

## **Abstract**

This master thesis is focused on description and research of electromagnetic waves in plasma state. Some simple cases of no-loss mode distribution of electromagnetic waves in plasma are known, for example around the coaxial cable. In other words, the properties of superconducting state in materials are shown. This view of plasma properties can significantly help to clarify observed phenomena in experimental plasma research or to outline new trends in plasma usage in this mode. The introduction and the theoretical parts describe the known theory related to the propagation of electromagnetic waves in a non-homogeneous or anisotropic environment, in the next parts of the thesis the mathematical model of the solved problem of wave propagation in plasma is mentioned and the design and realization of the experiment is followed. The model includes processing of Maxwell's reduced equations in Heaviside notation for the state of matter referred to as plasma, the design of a model for numerical modeling and analysis, and the design of a simple experiment to verify numerically analyzed results.

## **Keywords**

electromagnetic wave, model, plasma, superconductivity, total reflection, wave

## **Bibliografická citace**

MÁDROVÁ, Tereza. *Supravodivost ve čtvrtém skupenství*. Brno, 2020. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/127800>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektrotechnologie. Vedoucí práce Pavel Fiala.

## Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Supravodivost ve čtvrtém skupenství“ jsem vypracovala samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce, s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci této práce.

Jako autorka předložené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušila autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědoma následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. Díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne.....

.....

Bc. Tereza Mádrová

## Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce panu prof. Ing. Pavlu Fialovi, PhD. za vedení, cenné rady, ochotu a připomínky, které jsem použila při tvorbě této práce. Z celého srdce děkuji také mým milovaným nejbližším za hmotnou, psychickou a emoční podporu, kterou mi nepřetržitě projevovali během celého studia.

V Brně dne.....

.....

Bc. Tereza Mádrová

# OBSAH

<b>1. ÚVOD.....</b>	<b>7</b>
<b>2. SUPRAVODIVOST.....</b>	<b>8</b>
2.1 Rozdělení supravodičů podle chování v magnetickém poli.....	9
<b>3. PLAZMA A JEHO CHARAKTERISTIKA .....</b>	<b>11</b>
3.1 Vznik plazmatu .....	14
3.2 Elektrické výboje .....	19
3.3 Rozhraní mezi elektrodou a plazmatem.....	20
<b>4. MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ MODEL .....</b>	<b>25</b>
4.1 Popis elektromagnetických vln .....	25
4.2 Elektromagnetická vlna na rozhraní EMG prostředí .....	31
4.3 Fyzikální přístup k modelu plazmy a Poyntingův vektor – interpretace .....	40
4.4 Snellův zákon .....	41
4.5 Fresnelův zákon .....	42
<b>5. ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY V PLAZMATU .....</b>	<b>46</b>
5.1 Šíření elektromagnetických vln v plazmatu .....	47
<b>6. EFEKT TOTÁLNÍHO ODRAZU.....</b>	<b>52</b>
6.1 Úplný odraz.....	52
6.2 Model vrstvených materiálů.....	56
<b>7. MODEL TRYSKY.....</b>	<b>62</b>
7.1 Tryska pro plazmový výboj .....	65
7.2 Experiment s tryskou pro plazmový výboj .....	74
<b>8. ZÁVĚR.....</b>	<b>77</b>
<b>9. LITERATURA.....</b>	<b>78</b>

# SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

## Zkratky:

DC	.....	stejnoseměrný proud (direct current)
EMG	.....	Elektromagnetický(á)
EMHD	.....	elektromagnetohydrodynamický
Hg	.....	rtuť
HF	.....	vysokofrekvenční (high-frequency)
HFSS ANSYS	.....	high-frequency structure simulator ANSYS
IR	.....	infračervené záření
MHD	.....	magnetohydrodynamický
N <sub>2</sub>	.....	dusík
Nb <sub>3</sub> Al	.....	intermetalická sloučenina niobu a hliníku
Nb <sub>3</sub> Ge	.....	intermetalická sloučenina niobu a germania
NbTi	.....	intermetalická sloučenina niobu a titanu
Pb	.....	olovo
Sn	.....	cín
VN	.....	vysoké napětí
VVN	.....	velmi vysoké napětí

## Symboly:

<b><i>B</i></b>	.....	magnetická indukce	.....	[T]
<i>d<sub>e</sub></i>	.....	šířka pláště	.....	[m]
<i>D<sub>out</sub></i>	.....	vnější průměr	.....	[m]
<i>D<sub>in</sub></i>	.....	vnitřní průměr	.....	[m]
<b><i>E</i></b>	.....	elektrická intenzita	.....	[V · m <sup>-1</sup> ]
<b><i>E<sub>f</sub></i></b>	.....	intenzita odraženého svazku	.....	[V · m <sup>-1</sup> ]
<b><i>E<sub>r</sub></i></b>	.....	intenzita dopadajícího svazku	.....	[V · m <sup>-1</sup> ]
<b><i>E'</i></b>	.....	intenzita vnějších elektromotorických sil	.....	[V · m <sup>-1</sup> ]
<i>f</i>	.....	frekvence	.....	[Hz]
<i>f<sub>ion</sub></i>	.....	frekvence ionosféry	.....	[Hz]
<i>f<sub>m</sub></i>	.....	mezí frekvence	.....	[Hz]
<i>f<sub>p</sub></i>	.....	frekvence vybuzení plazmy	.....	[Hz]
<i>f<sub>pl</sub></i>	.....	plazmová frekvence	.....	[Hz]
<i>f<sub>s</sub></i>	.....	frekvence ze spektra	.....	[Hz]
<b><i>F<sub>e</sub></i></b>	.....	elektrická síla	.....	[N]
<b><i>F<sub>m</sub></i></b>	.....	magnetická síla	.....	[N]
<b><i>H</i></b>	.....	intenzita magnetického pole	.....	[A · m <sup>-1</sup> ]
<b><u><i>H</i></u></b> <sup>*</sup>	.....	komplexně sdružený vektor	.....	[A · m <sup>-1</sup> ]
<i>γ</i>	.....	měrná vodivost	.....	[S · m <sup>-1</sup> ]
<b><i>J<sub>k</sub></i></b>	.....	proudová hustota	.....	[A · m <sup>-2</sup> ]
<i>k</i>	.....	vlnové číslo	.....	[m <sup>-1</sup> ]
<b><i>k</i></b>	.....	vlnový vektor	.....	[m <sup>-1</sup> ]
<b><u><i>k</i></u></b>	.....	komplexní vlnový vektor	.....	[m <sup>-1</sup> ]

$k$	konstanta šíření	[-]
$K$	teplota	[K]
$L$	rozměr systému	[m]
$l$	délka (trysky)	[m]
$l_e$	šířka (prstence)	[m]
$M$	magnetizace	[A · m <sup>-1</sup> ]
$n$	index lomu	[-]
$n_e$	elektronová hustota	[m <sup>-3</sup> ]
$n_i$	hustota ionizovaných atomů	[m <sup>-3</sup> ]
$n_n$	hustota neutrálních atomů	[m <sup>-3</sup> ]
$n_1, n_2, n_{12}$	indexy lomu prostředí	[-]
$N$	hustota elektronů	[m <sup>-3</sup> ]
$N_D$	počet částic v Debyeově sféře	[-]
$p$	tlak	[Pa]
$r_b$	poloměr	[m]
$\rho$	celkový reflexní koeficient	[-]
$\rho_p$	koeficient odrazu	[-]
$\rho_s$	koeficient odrazu	[-]
$S$	plocha	[m <sup>2</sup> ]
$t_0$	čas, časový okamžik	[s]
$T$	termodynamická teplota	[K]
$T$	transmise	[-]
$T_c$	kritická teplota	[K]
$\mathbf{u}_n$	kolmice dopadu	[rad]
$U_i$	ionizační energie	[eV]
$v_e$	energie (ve vlně)	[J]
$\mathbf{v}_f$	vektor fázové rychlosti	[m · s <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{v}_T$	rychlost šíření	[m · s <sup>-1</sup> ]
$V$	objem	[m <sup>3</sup> ]
$w$	hustota energie	[J · m <sup>-3</sup> ]
$w_e$	hustota energie v elektrickém poli	[J · m <sup>-3</sup> ]
$w_m$	hustota energie v magnetickém poli	[J · m <sup>-3</sup> ]
$W$	energie	[J]
$W_{th}$	tepelná energie	[J]
$Z, \underline{Z}$	charakteristická impedance	[Ω]
$\underline{Z}_v$	vlnová impedance	[Ω]
$\gamma$	měrná vodivost	[S · m <sup>-1</sup> ]
$\delta$	fázový rozdíl	[rad]
$\Delta P_m$	měrné tepelné ztráty	[W · m <sup>-1</sup> ]
$\varepsilon_1$	prostředí 1	[-]
$\varepsilon_2$	prostředí 2	[-]
$\eta$	mezní úhel	[rad]
$\theta_{0K}$	kritický úhel odrazu	[rad]
$\theta_0$	úhel (odrazu)	[rad]



$\theta_i$	úhel (dopadu)	[rad]
$\theta_r$	úhel odrazu	[rad]
$\theta_t$	úhel lomu	[rad]
$\theta_{kr}$	kritický úhel	[rad]
$\theta_2$	úhel (prostu) .....	[rad]
$\lambda$	vlnová délka	[m]
$\lambda_D$	Debyeova délka	[m]
$\mu_r$	relativní permeabilita	[-]
$\mu_1$	permeabilita prostředí 1	[-]
$\mu_2$	permeabilita prostředí 2	[-]
$\Pi$	Poyntingův vektor	[W · m <sup>-2</sup> ]
$\Pi$	reálná část Poyntingova vektoru	[W · m <sup>-2</sup> ]
$\underline{\Pi}$	komplexní Poyntingův vektor	[W · m <sup>-2</sup> ]
$\rho_{E,H}$	koefficient dopadu, a odrazu	[-]
$\tau$	střední doba mezi srážkami	[s]
$\varphi$	elektrický potenciál	[V]
$\omega$	úhlový kmitočet	[rad · s <sup>-1</sup> ]
$\omega_0$	kritický úhlový kmitočet	[rad · s <sup>-1</sup> ]
$\omega_c$	úhlová rychlost krouživých pohybů, cyklotronová frekvence	[rad · s <sup>-1</sup> ]
$\omega_p$	plazmový úhlový kmitočet	[rad · s <sup>-1</sup> ]
$\omega_{pe}$	plazmový úhlový kmitočet <i>elektronů</i>	[rad · s <sup>-1</sup> ]
$\omega_{pi}$	plazmový úhlový kmitočet iontů	[rad · s <sup>-1</sup> ]

## SEZNAM OBRÁZKŮ A GRAFŮ

Obr. 2-1 Grafické znázornění závislosti odporu na teplotě při podchlazení materiálu na kritickou teplotu .....	8
Obr. 2-2 Meissnerův jev .....	10
Obr. 2-3 Supravodivý kabel .....	10
Obr. 3-1 Rozdělení plazmatu podle teploty a hustoty .....	13
Obr. 3-2 Typy plazmatu .....	13
Obr. 3-3 Schematické vyjádření dráhy částic .....	14
Obr. 3-4 Debyeovo stínění – příklad s koulemi .....	17
Obr. 3-5 Rozložení elektrického potenciálu v blízkosti mřížky .....	17
Obr. 3-6 Výboje v plazmatu .....	19
Obr. 3-7 Rozhraní mezi elektrodou a plazmatem .....	21
Obr. 3-8 Vzájemná působení elektrod a plazmatu .....	22
Obr. 4-1 Elektromagnetická vlna, pro časový okamžik $t_0$ .....	25
Obr. 4-2 Schématické zobrazení šíření/rozložení EMG vlny, elektrické složky s intenzitou $E$ .....	26
Obr. 4-3 Postupná vlna ve ztrátovém prostředí .....	34
Obr. 4-4 Prostorové rozložení vektorů $E$ a $H$ v rovině pro $t = 0$ .....	35
Obr. 4-5 Zpětná vlna .....	36
Obr. 4-6 Disperzní relace popisující chování EMG vln v plazmatu .....	38
Obr. 4-7 EMG kruhově polarizovaná vlna šířící se plazmatem ve směru magnetického pole .....	39
Obr. 4-8 Pohyb elementárních částic v magnetickém poli .....	39
Obr. 4-9 Lom na rozhraní dvou dielektrik .....	41
Obr. 4-10 Odraz a lom rovinné EMG vlny .....	42
Obr. 5-1 Odraz vlny v ionosféře .....	47
Obr. 5-2 Dodatek k lomu ionosférou .....	47
Obr. 5-3 Vlna na rozhraní plazmatu .....	49
Obr. 6-1 Vlna při totálním odrazu .....	54
Obr. 6-2 a) Odraz a lom EMG TE vlny; b) přenos konstantní fáze a amplitudy .....	58
Obr. 6-3 Rozložení složek elektromagnetických vln, počet vln a složek v závislosti na směru šíření .....	60
Obr. 7-1 Příklad základního geometrického uspořádání struktury prvků základní konfigurace elementů – iontů plazmatu .....	64
Obr. 7-2 Příklad navržené geometrie a uspořádání struktury prvků pro test plazmatu... ..	65
Obr. 7-3 Geometrie komory a elektrod plazmové trysky (model ANSYS HFSS) .....	65
Obr. 7-4 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity elektrického pole $E$ [ $V \cdot m^{-1}$ ], $f = 13.5$ MHz .....	66
Obr. 7-5 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity magnetického pole $H$ [ $A \cdot m^{-1}$ ], $f = 13.5$ MHz .....	67
Obr. 7-6 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení objemových ztrát $\Pi \cdot l$ [ $W \cdot m^{-3}$ ], $f = 13.5$ MHz .....	67

Obr. 7-7 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity elektrického pole $\mathbf{E}$ [ $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ ], $f = 10$ GHz .....	68
Obr. 7-8 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity magnetického pole $\mathbf{H}$ [ $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ ], $f = 10$ GHz .....	68
Obr. 7-9 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení objemových ztrát $\mathbf{II}/l$ [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ], $f = 10$ GHz .....	69
Obr. 7-10 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity elektrického pole $\mathbf{E}$ [ $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ ], $f = 100$ GHz .....	69
Obr. 7-11: Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity magnetického pole $\mathbf{H}$ [ $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ ], $f = 100$ GHz.....	70
Obr. 7-12 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení objemových ztrát $\mathbf{II}/l$ [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ], $f = 100$ GHz .....	70
Obr. 7-13 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity elektrického pole $\mathbf{E}$ [ $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ ], $f = 80$ GHz .....	73
Obr. 7-14 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity magnetického pole $\mathbf{H}$ [ $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ ], $f = 80$ GHz.....	73
Obr. 7-15 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení objemových ztrát $\mathbf{II}/l$ [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ], $f = 80$ GHz .....	74
Obr. 7-16 Laboratoř pro experimentální měření.....	74
Obr. 7-17 Snímek a) v IR spektru, kamera FLIR E8, b) kontrolní snímek ve viditelném spektru.....	75
Obr. 7-18 Snímek ve viditelné části spektra, časový okamžik snímku $t = 125$ [ $\mu\text{s}$ ] ....	75

## Seznam grafů

Graf 3-1 – Grafická závislost teploty na dodané energii a jednotlivých skupenstvích...	15
Graf 7-1 – Analýza komory a elektrod plazmové trysky, $S$ parametr, $f = 10 - 100$ GHz...	71
Graf 7-2 – Analýza komory a elektrod plazmové trysky, $Z$ parametr, $f = 10 - 100$ GHz.	72

# 1. ÚVOD

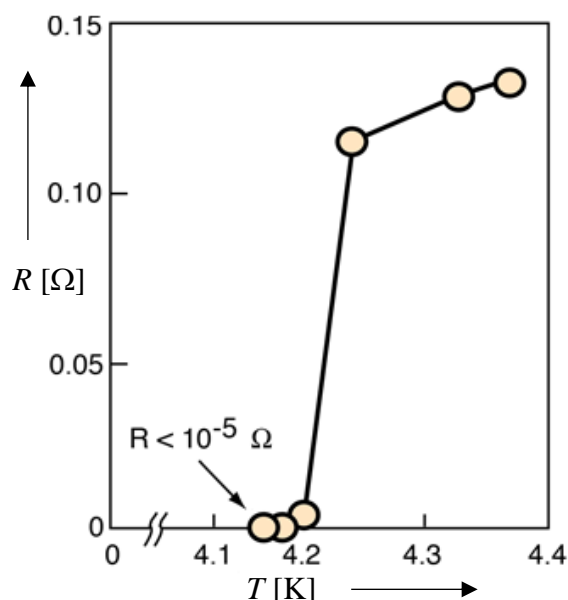
Název práce je zdánlivě odvážný, ale je možné zjistit fyzikální souvislost mezi šířením elektromagnetické (EMG) vlny v plazmatu za definovaných podmínek a jevem supravodivosti známého u materiálů z pohledu hodnocení hmoty makroskopickými metodami [1], [2], [3]. Některé výzkumy v oblasti fyziky poukazují na souvislosti, které na první pohled nemusejí být patrné [4]. Například v článku „The effect of high-density pulsed plasma on high- $T_c$  superconductivity“ [5], která vyšla v roce 1991, je zmíněno, že „supravodivý materiál může měnit své vlastnosti po úpravě plazmatem“. Jinými slovy, po úpravě plazmatem je možné, aby došlo ke snížení kritické teploty, a to až o několik desítek Kelvinů. Tedy z makroskopického pojetí materiálu se nyní dotýká tato část tzv. mikroskopického popisu hmoty. Supravodivý jev, který byl zpracován v mnoha publikacích, výzkumech, projektech a akademických pracích [6], [7] je velmi zajímavý a nachází široké uplatnění [6] jak ve výzkumu (například výzkum vysokoteplotních supravodičů, které je možné uchovávat v pokojové teplotě, nebo ITER či Tokamak) [6], tak v technice (například MRI) [6] či v kosmonautice (tato myšlenka spočívá v supravodivých motorech) [6]. Bylo také zpracováno mnoho odborných prací se zaměřením na supravodivost a její uplatnění [6], i vědeckých článků či publikací [6], [8], [9] se zaměřením na problematiku plazmatu [10], [11] a jeho vlastností vzhledem k šíření elektromagnetické vlny [12], [13].

První část práce pojednává o obecném úvodu do problematiky supravodivosti a plazmatu jako formě hmoty, na tuto část navazují části matematicko-fyzikálního aparátu, který se věnuje problematice elektromagnetických vln, šíření v oblastech s uvedenými materiály a jejich vlastnostmi a část, která je věnována pouze šíření elektromagnetických vln v plazmatu.

Hlavní částí předložené práce je 6. a 7. kapitola pojednávající o efektu totálního (úplného) odrazu elektromagnetické vlny z pohledu významných autorů [12], [13] a o samotném modelu plazmové trysky, který je následně podepřen obrázky, fotodokumentací i matematickým aparátem. V této modelové části je analyzována plazmová tryska, která je analyzována v programovém systému ANSYS, a následně je tryska experimentálně testována na CEITEC VUT v Brně.

## 2. SUPRAVODIVOST

V roce 1908 holandský fyzik H. Kamerlingh-Onnes zkapalnil helium, následně v roce 1911 popsal supravodivost a v roce 1913 za ni obdržel Nobelovu cenu. Všiml si totiž, že když je materiál podchlazen na určitou kritickou teplotu, vykazuje supravodivé vlastnosti (bezeztrátové šíření elektromagnetického pole podél vedení), zjistil, že je možné, aby odpor, který vzniká při průtoku proudu vodičem, byl neměřitelně malý (limitně blíží se k nule). Tento stav je znázorněn na Obr. 2-1. Typické kritické teploty  $T_c$ , při kterých se materiál stává supravodivým, se pohybují v oblasti absolutní nuly Kelvinů. Ovšem, existují i materiály, které vykazují stav supravodivosti i při takzvaných „vysokých teplotách“, v oblasti  $T_c = 135$  K. Takové materiály jsou velmi křehké a nejedná se o čisté přírodní materiály. Například čisté kovy a jejich slitiny patří do kategorie nízkoteplotních supravodičů, zatímco vysokoteplotní supravodiče jsou převážně složitější materiály, keramiky [6].



Obr. 2-1 Grafické znázornění závislosti odporu na teplotě při podchlazení materiálu na kritickou teplotu [14] (*upraveno*)

Supravodič je materiál, který po ochlazení pod určitou kritickou teplotu (která se označuje jako  $T_c$ ), zjednodušeně vytěsňuje siločáry magnetického pole ven ze svého objemu a vytváří silné vnější magnetické pole, které nedovolí radiálnímu vniku proudové hustoty do povrchu supravodiče. Vodič je tak schopen levitovat i vést elektrický proud, který z vnějšího pohledu klade měrný odpor nepatrný nebo nulový. Dochází k tomu, že vnější magnetické pole vytváří na povrchu supravodiče elektrické proudy, které následně vytváří magnetické pole, v limitním případě přechodu okolí/supravodič, stejné velikosti jako vnější magnetické pole, jen s opačným znaménkem. Následkem toho se magnetické pole uvnitř supravodivého materiálu „zcela“ vyruší, dosahuje minimálních úrovní, které postačují k nastavení podmínek jevu supravodivosti. Jestliže se magnetické pole vytváří magnetem umístěným nedaleko

supravodiče, dochází k jejich vzájemnému odpuzování. Na rozdíl od odpuzování mezi dvěma magnety, které jsou dobře známy z klasické fyziky, a ke kterému dochází pouze, když jsou natočeny souhlasnými póly, v tomto případě magnetu a supravodiče dochází k odpuzování nezávisle na natočení externího zařízení – magnetu [6].

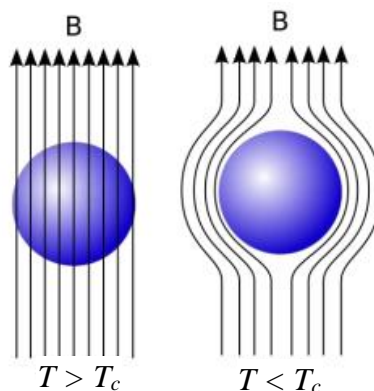
## 2.1 Rozdělení supravodičů podle chování v magnetickém poli

Supravodiče je možné rozdělit podle chování v magnetickém poli na dva typy.

**Supravodiče I. typu** se někdy nazývají jako **měkké supravodiče**. Tyto materiály/látky byly zkoumány historicky jako první, a vyžadují nejnížší teploty pro dosažení kritické teploty  $T_c$  a vzniku supravodivosti. Vykazují velmi ostrý přechod do supravodivého stavu a také téměř dokonalý diamagnetismus (tzv. Meissner-Ochsenfeldův jev, který je zmíněn dále v kapitole 2.2). Mezi tyto supravodiče patří například Pb ( $T_c = 7,16$  K), Hg ( $T_c = 4,15$  K) nebo Sn ( $T_c = 3,72$  K). Supravodiče I. typu jsou převážně kovy, které mají kritické teploty blízko absolutní nuly [6].

**Supravodiče II. typu** jsou označovány jako **tvrdé supravodiče** – se od I. typu odlišují tím, že přechod z normálního do supravodivého stavu probíhá přes tzv. přechodový stav. Také je u nich pozorované pronikání externího magnetického pole pod povrch supravodiče. To zapříčinilo vznik nových pojmů jako supravodivé struny (linky) a toky vírů mřížkou. Tyto supravodiče jsou například materiály Nb<sub>3</sub>Al ( $T_c = 18$  K), NbTi ( $T_c = 10$  K) nebo Nb<sub>3</sub>Ge ( $T_c = 23,2$  K). Kategorie uvažovaných supravodičů lze hodnotit jako slitiny, které mají kritické teploty o jednotky až desítky Kelvinů vyšší, než supravodiče I. typu [6].

**Meissnerův jev** je založen na skutečnosti, že magnetická indukce  $\mathbf{B}$  je v supravodivém materiálu rovna nule. To znamená, že siločáry se nacházejí v okolí povrchu supravodiče. Magnetizace  $\mathbf{M}$  také souvisí se strukturou materiálu a s jeho relativní permeabilitou  $\mu_r$ . Pro Meissnerův jev může být měrný magnetický tok zapsán jako  $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ . Z tohoto předpokladu vyplývá, že magnetizace  $\mathbf{M} = -\mathbf{H}$ . Supravodič se chová jako diamagnetický materiál. Velikost hustoty magnetického toku  $\mathbf{B}$  neklesá na nulu, ale existuje určitá hloubka pronikání magnetického pole do objemu materiálu. Jinými slovy, Meissnerův efekt nastane, když kritická část použitého materiálu provede přechod z běžného do supravodivého stavu a aktivně vypuzuje magnetické pole [8]. Tento jev je vysvětlen na Obr. 2-2.



Obr. 2-2 Meissnerův jev [6]

**Supravodivé koaxiální kabely** v porovnání s konvenčními měděnými kabely mohou dosahovat přenosovou kapacitu kabelů s použitím vysokoteplotních supravodičů až pětikrát vyšší, a to při výrazně nižších ztrátách. Přejít na supravodivé kabely by umožnilo použití a přechod parametrů přenosového vedení z úrovně napětí  $U = 440$  kV na  $U = 110$  kV, protože při tomto napětí je možné přenášet výkon až do  $P = 1000$  MW. Takto koncipované kabelové vedení obecně zvýší flexibilitu síťového provozu a díky velmi nízkým ztrátám jeho celkovou účinnost. Byly vyvíjeny kabely pro stejnosměrný i střídavý proud. Stejnosměrné kabely jsou ovšem ekonomicky výhodnější, protože nezpůsobují žádné ztráty a jejich konstrukce je kompaktnější. V kabelech jsou supravodiče typu I. chlazeny tekutým héliem. Jsou chlazeny na  $T = 80$  K a méně. Teplota chladicího činidla tedy omezuje délku kabelu nebo jeho jednotlivých částí. Jako tepelná izolace se používá kryostat, dvě koncentrické trubice. Může být doplněna reflexní vrstvou omezující tepelné ztráty. Tepelná ztráta kabelů s použitím vysokoteplotních supravodičů je v řádu  $1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}$ . Chladicí kanál, kryostat a elektrická izolace zabírají největší prostor v kabelu, vlastní supravodič má tloušťku několika mm. Rozměry kabelu jsou proto téměř nezávislé na velikosti jmenovitého proudu kabelu [6], [15]. Supravodivý kabel je znázorněn na Obr. 2-3. Supravodivé kabely mají některé nedostatky, a to vysoká cena provozování, malá odolnost proti přechodným dějům na elektrickém vedení a spolehlivost, cena za opravitelnost.



Obr. 2-3 Supravodivý kabel [16]

### 3. PLAZMA A JEHO CHARAKTERISTIKA

Výraz plazma pochází z řeckého slova „πλάσμα“, což znamená tvárná hmota, nebo něco „formované“ či „formovatelné“. Plazma je používáné ve významové rovině jako čtvrté skupenství hmoty či jako ionizovaný plyn. Často se říká, že 99 % hmoty ve Vesmíru je v plazmatickém stavu, to znamená v podobě elektricky vodivého plynu s atomy disociovanými na kladné ionty a záporné elektrony s výsledným elektrickým nábojem sledovaného objemu nulován. Odhad o objemovém zastoupení ve Vesmíru asi není příliš přesný, ale je jistě přiměřený se zřetelem na prováděná pozorování. V našem okolí je možné se setkat s plazmatem, jakmile je naše pozornost zaměřena na zemskou atmosféru, a to ve Van Allenových radiačních pásích a ve slunečním větru. Na druhé straně v našem každodenním životě je setkání s plazmatem omezeno na několik málo případů: úder blesku, jemný svit, polární záře, vodivý plyn v zářivkách či v neonových reklamách a nepatrné množství ionizovaného plynu proudícího z trysek raket, jiskra elektrického vypínače atp. Zdá se, že se lidstvo právě v tom 1 % Vesmíru, v němž se plazma nevyskytuje zcela běžně. Proč tomu tak je, lze pochopit ze Sahovy rovnice udávající stupeň ionizace, který se očekává v plynu v tepelné rovnováze, která má tvar

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \times 10^{21} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n_i} e^{-\frac{U_i}{KT}}, \quad (3.1)$$

kde  $n_i$  jsou hustoty ionizovaných,  $n_n$  neutrálních atomů (počet částic v  $\text{m}^3$ ),  $T$  je teplota plynu v [K],  $K$  je Boltzmannova konstanta a  $U_i$  je ionizační energie plynu, to je energie potřebná na odtržení vnějšího elektronu od jádra atomu. Pro obyčejný vzduch při pokojové teplotě lze uvažovat  $n_n \approx 3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ,  $T \approx 300 \text{ K}$  a  $U_i = 14,5 \text{ eV}$  (pro dusík), kde  $1 \text{ eV} = 1,609 \times 10^{-19} \text{ J}$ . Stupeň ionizace  $n_i/(n_n + n_i) \approx n_i/n_n$  předpovězený vztahem (3.1) je nepatrný [17]

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 10^{-122}. \quad (3.1a)$$

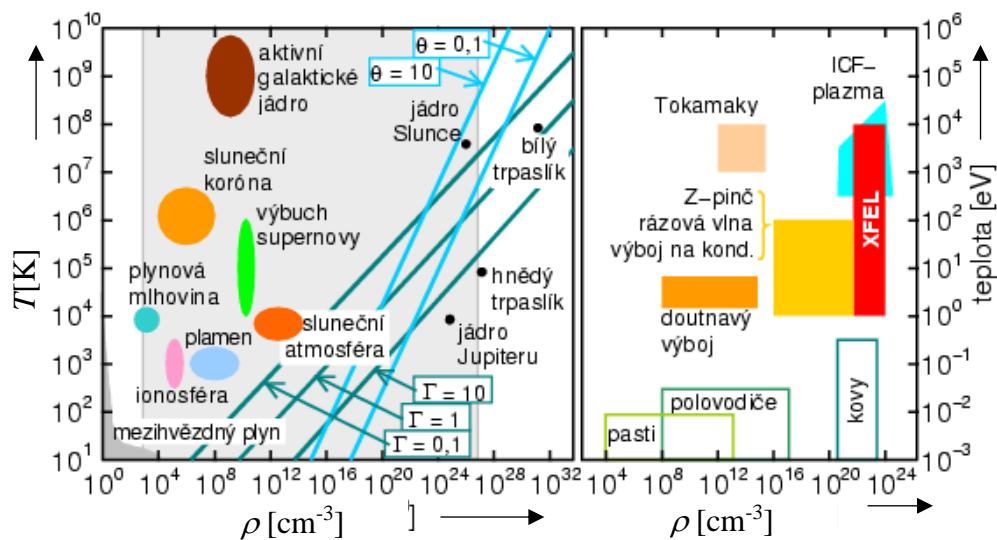
Dojde-li ke zvýšení teploty, stupeň ionizace zůstává nízký, dokud se  $U_i$  nestane nevelkým násobkem  $KT$ . Potom  $n_i/n_n$  příkře stoupá a plyn je v plazmatickém stavu. Dalším vzrůstem teploty se počet neutrálních částic  $n_n$  stává menším, než ionizovaných  $n_i$  a plazma se konečně stává plně ionizovaným plynem. Proto plazma existuje v kosmických tělesech s teplotami milionů K, ale nikoli na Zemi. Tam, kde je plazma, alespoň plazma uvedeného typu, by nemohl život snadno existovat. Přirozený výskyt plazmatu při vysokých teplotách je důvodem označení „čtvrté skupenství hmoty“. I když není třeba zdůrazňovat Sahovu rovnici (vztah 3.1), je správné podrobněji ukázat její fyzikální význam.

Tepelná energie plynu je nerovnoměrně rozdělena atomům; atom je ionizován, podstoupí-li náhodně srážku s formou energie  $W$  dostačující k tomu, aby byl „odtržen

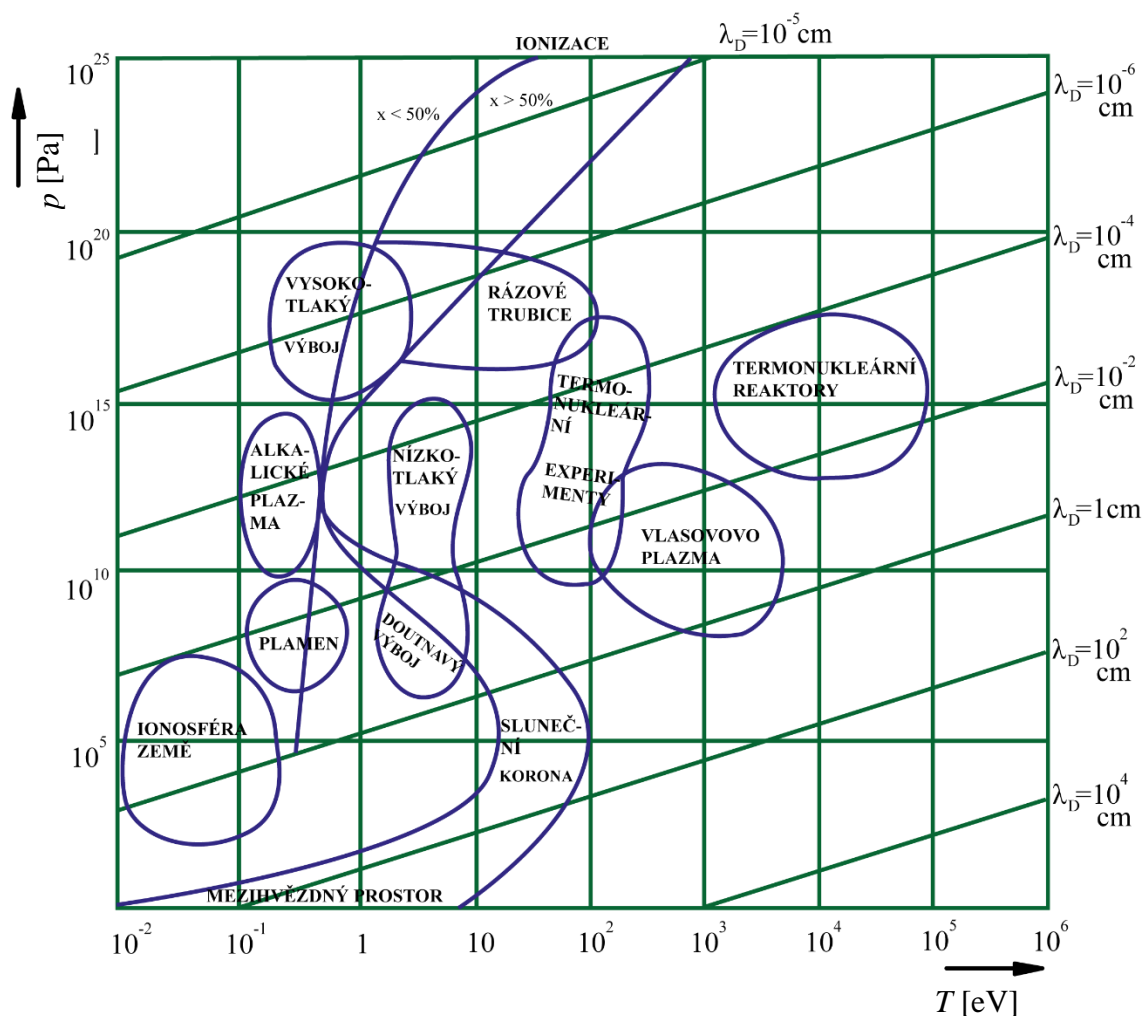


elektron“. V chladném plynu k takovým srážkám dochází zřídka, poněvadž atom musí být v sérii „příznivých“ srážek urychlen na daleko vyšší energii, než je jeho střední energie. Exponenciální faktor ve vztahu (3.1) vyjadřuje skutečnost, že počet rychlých atomů exponenciálně ubývá s  $U_i/KT$ . Je-li jednou atom ionizován, zůstává elektricky nabitým, dokud se nesetká s elektrickým nábojem opačného náboje – elektronem; pak s ním velmi pravděpodobně rekombinuje a stává se opět neutrálním, nicméně, rekombinace sama od sebe nemůže proběhnout, neboť při ní musí být odňata energie vznikající v daném procesu. Rekombinace nejčastěji probíhá za přítomnosti třetí částice, která si uvolněnou energii z procesu rekombinace odnáší (např. ve formě tepelné energie  $W_{th}$ , zvýšení své rychlosti pohybu apod.). Méně častý způsob rekombinace (nižší míra pravděpodobnosti jejího průběhu) je rekombinace kladně nabitého iontu se záporným elektrickým nábojem – elektronem za vyzáření fotonu. Rekombinační rychlost zřejmě závisí na hustotě záporných nábojů (elektronů), kterou je možné považovat jako rovnou  $n_i$ . Rovnovážná hustota iontů by tedy měla ubývat s  $n_i$ ; a to je důvod pro faktor  $n_i^{-1}$  na pravé straně vztahu (3.1). Plazma v mezihvězdném prostředí vděčí za svou existenci nízké hodnotě  $n_i$  (asi  $1 \cdot \text{cm}^{-3}$ ) tedy nízké rekombinační rychlosti [17]. Elektricky kvazineutrální prostředí je nazýváno jako plazma [18], elektricky rozdílné prostředí od neutrálního jako „chasma“ (charged plasma) [19], [20].

Plazma elektrického výboje je plyn, který je zahřátý na vysokou teplotu (tj. získají při urychlení v elektrickém poli dostatečnou kinetickou energii pro ionizační procesy), ve které interakčními procesy vytvářejí nabuzené a ionizované atomy. Nabuzení atomů v plazmatu má za následek poměrně intenzivní vyzářování EMG vln také v oblasti světelné vně plazmatu. Ionizací se v plynu vytvářejí elektricky nabitě částice – kladně nabitě ionty a záporně nabitě částice – elektrony. U některých prvků jako kyslík, fluor nebo chlor. (tj. u elektronegativních prvků) vzniká záporný iont tím, že neutrální atom na sebe váže volný elektron. Záporné ionty jsou součástí nábojové bilance plazmatu. Jejich přítomnost je v plynu jednou ze základních podmínek samotné existence plazmatu. Počet kladných a záporných iontů vzniklých při ionizaci není stejný – záporné částice jsou tvořeny elektrony a zápornými ionty, plazma je tedy kvazineutrální. Touto stálostí se plazma podobá pevnému skupenství, ve kterém je stálost způsobována velkými silami působícími na malé vzdálenosti ve vazbách její struktury, zatímco v plazmatu je stabilita způsobována elektrickými silami působícími na relativně velké vzdálenosti [18]. Rozdělení plazmatu dle teploty a hustoty je znázorněno na Obr. 3-1, typy plazmatu při různých tlacích  $p$  jsou znázorněny na Obr. 3-2.

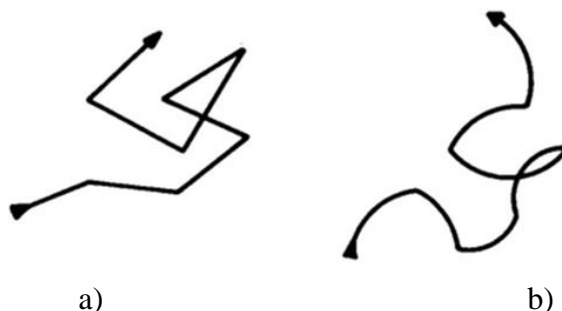


Obr. 3-1 Rozdělení plazmatu podle teploty a hustoty. Vlevo jsou astronomické objekty, vpravo pozemská plazma. Šedá plocha vlevo odpovídá pravému grafu [22]



Obr. 3-2 Typy plazmatu [18]

V dostatečně hustém plazmatu ovlivňuje pohyb nabitých částic přítomnost okolních elektricky nabitých částic působením sil elektrické povahy s poměrně velkým dosahem. Částice plynu se mezi jednotlivými srážkami pohybují v silovém poli ostatních částic a jejich dráhy jsou křivočaré. Malé změny pohybu částic mezi jednotlivými srážkami jsou překryty ostrými změnami směru pohybu v okamžiku srážky. Schematicky jsou dráhy částic ve zředěném plazmatu a plazmatu s vyšším tlakem znázorněny na Obr. 3-3.



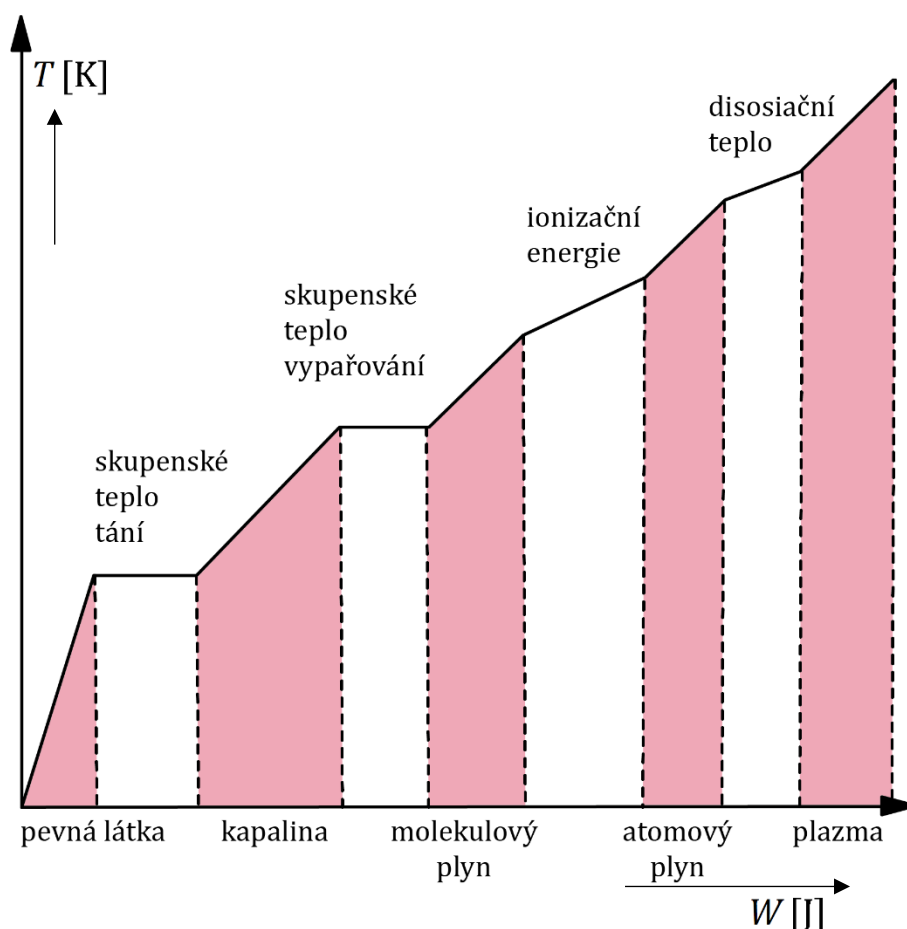
Obr. 3-3 Schematické vyjádření dráhy částic a) ve zředěném plazmatu a b) plazmatu s vyšším tlakem [18]

### 3.1 Vznik plazmatu

Je tedy možné tvrdit, že ionizovaný plyn tvořený elektricky nabitými částicemi (elektrony a kladnými ionty) je za určitých podmínek plazmatem. Je-li tento ionizovaný plyn zředěný (v nádobě s nízkým tlakem), liší se pohyb jeho částic od pohybu částic v neutrálním plynu. V plazmatu působí tzv. ambipolární difúze, kdy EMG pole mění trajektorii nabitých částic po celé délce, tj. vzniká elektrické pole mezi lokálními oblastmi kladného náboje reprezentovanými méně pohyblivými kladnými ionty a lokálními oblastmi záporného elektrického náboje reprezentovanými vysoce pohyblivými elektrony. Tato elektrická pole mají výrazný vliv na trajektorii elektricky nabitých částic, kterou ovlivňuje po celou její délku. V případě klasického „Brownova pohybu“ v neutrálním plynu (bez elektricky nabitých částic) na sebe částice působí pouze při vzájemné srážce a mezi jednotlivými srážkami se pohybují na přímce [17].

Aby bylo možné látku klasifikovat jako plazma, musí mít vlastnosti takové, že musí vzniknout vzájemné elektromagnetické působení mezi elektricky nabitými částicemi a také počty kladně a záporně nabitých částic nemohou být libovolné, nicméně musejí být jejich počty stejné. Vzhledem k tomu počet neutrálních částic je pro existenci plazmatu významný (bezvýznamný je tehdy, pokud se jedná o částečně ionizovaný plyn – například plamen svíčky). Obecně je známo, že plazma obsahuje volné elektricky nabitě částice, proto je tedy vodičem elektrického proudu  $i$  (tzv. konduktivní vodivost). Plazma je ovlivňováno elektrickým i magnetickým polem, proto je schopno samo budit elektrické a magnetické pole, působit samo na sebe, neboť elektrické proudy  $i$  budí magnetické pole a pohyb elektricky nabitých částic jsou ovlivňovány elektrickým a magnetickým polem. Prostřednictvím nabitých částic v plazmatu je možné na plazma působit elektromagnetickým polem a plazma může z elektrického a magnetického pole absorbovat energii, popřípadě energii odevzdávat [22], [24].

Vznik plazmatu je do jisté míry podobný všedním fázovým přechodům, které jsou známy ze všedních dnů (led roztaje na vodu a ta se varem přemění v páru). Dodáním vnější energie, tedy ohřátím, lze rozvolnit krystalové vazby, a tak z pevného ledu vytvořit kapalnou vodu a následně uvolnit vazby vodíkových můstků a vytvořit tak z vody páru. Úplně stejně tak i dodáním dostatečné energie do plynu dojde k uvolnění vazeb mezi atomovým jádrem a elektronem, a následně dojde ke vzniku plazmatu přesně způsobem, jak je naznačeno v grafu 3-1. Kapalina i plyn vzniknou skokem, ale plazma vzniká postupným ohříváním plynu v závislosti na stupni ionizace [22], [24].



Graf 3-1 – Grafická závislost teploty na dodané energii a jednotlivých skupenstvích [24] (upraveno)

Plazmatem nemůže být nazýván jakýkoliv ionizovaný plyn, neboť každý plyn je vždycky v nějakém stupni ionizován. Užitečná definice je tedy takováto: „Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování“ [17]. Musí, ale být definovány pojmy „kvazineutrální“, „stupeň ionizace“, „počet stupňů volnosti“, „plazmová frekvence“ a „kolektivní chování“.

Jak bylo uvedeno, plazma je ionizovaný kvazineutrální plyn, který vykazuje kolektivní chování. Pod pojmem ionizovaný plyn se rozumí, že plyn obsahuje vedle neutrálních částic i elektricky nabitě částice – elektrony, kladné a záporné ionty. Pro odstínění vloženého náboje nabitými částicemi plynu, je třeba nejen dostatečný prostor,

ale i dostatečný počet nabitých částic v Debyeově kouli. Podmínka, že lineární rozměr plazmatu musí být větší, než je Debyeova délka, vychází z koncentrace nabitých částic v jednotce objemu. Je-li rozměr oblaku ionizovaného plynu výrazně větší než Debyeova délka, tak kdykoli někde vznikne nahromadění elektrického náboje, okolní částice mají dostatečný prostor pro jeho odstínění [17].

**Kvazineutralita** je stav blízký neutralitě, při které ionizovaný plyn na první pohled jako celek vypadá jako neutrální a celkový počet kladně a záporně nabitých částic je prakticky stejný. Znamená to, že vložený potenciál je docela rychle odstíněn prostředím plazmatu, neboť by mohl způsobit nahromadění elektrického náboje na jednom místě, nicméně zároveň není tak neutrální, aby zmizely všechny elektromagnetické síly. Způsobuje tak, že po každé poruše má snahu vrátit se do původního stavu, tedy celkový kladný a záporný náboj je shodný, takže navenek se ionizovaný plyn jeví jako neutrální a plazma je tak netečné k menším poruchám [17], [25].

**„Kolektivní chování“** je takzvané takové chování, ve kterém elektricky nabitě částice ovlivňují pohyb dalších nabitých částic na „velkou“ vzdálenost. Pod tímto pojmem je myšleno, že se částice v plazmatu ovlivňují na velké vzdálenosti v důsledku přítomnosti nabitých částic a jejich pohybu, což v důsledku vyvolává elektromagnetická pole a jejich zpětná působení na tyto částice. Individuální (přímé) elektrické působení nabitě částice je pouze do vzdálenosti Debyeovy délky. Typickým projevem plazmatu je jeho intenzivní vyzařování [17], [27].

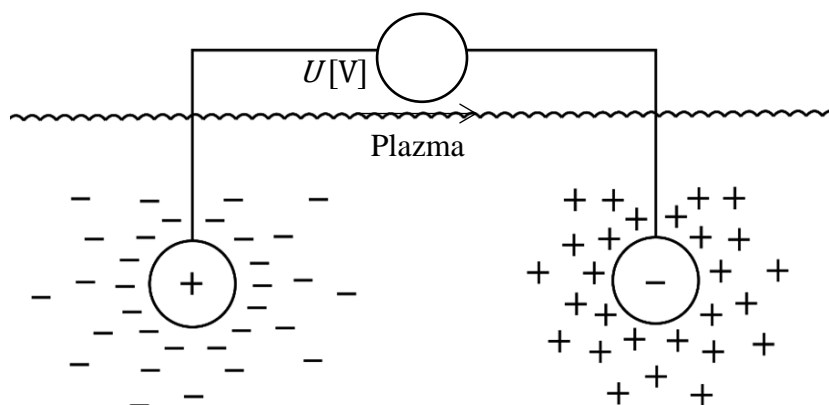
Jako třetí kritérium se uvádí, že **plazmová frekvence**  $f_{pi}$  (vlastní frekvence kmitů elektronů) je vyšší než srážková frekvence [23] a tato frekvence je charakteristická pro oscilaci vln v plazmatu, která souvisí s pohyby elektronů na pozadí iontů – závisí především na koncentraci elektronů. Při nižších frekvencích se nemohou šířit elektromagnetické vlny, jelikož energii vlny pak přebírají oscilace elektronů. Pomocí plazmové frekvence lze určit koncentraci plazmatu [26].

**Počet stupňů volnosti** – počet nezávislých pohybů, které může systém vykonávat, není nijak omezen, mechanismus má tolik stupňů volnosti, kolik nezávislých souřadnic je zapotřebí k jednoznačnému určení jeho okamžité polohy [17], [27]. Tento pojem vychází z Gibbsova zákona fází.

**Stupeň ionizace** vychází se Sahovy rovnice a vyjadřuje poměr mezi počtem ionizovaných částic  $n_i$  a celkovým počtem částic ( $n_n + n_i$ ) v určitém/daném systému [17], [28].

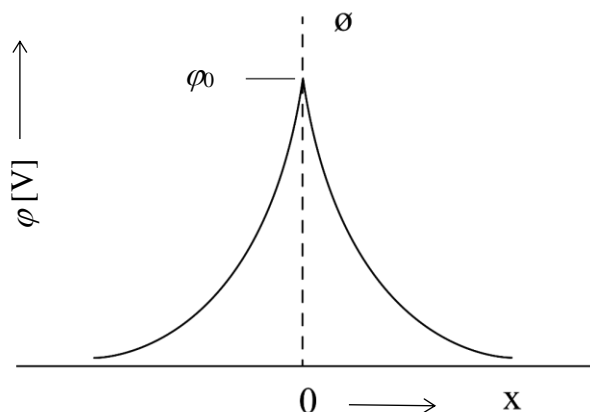
**Debyeova délka** je délka stínící vzdálenosti, tloušťky stěnové vrstvy a značí se jako  $\lambda_D$  [23].

**Debyeovo stínění** je základním rysem chování plazmatu, charakterizuje jeho schopnost odstínit elektrické potenciály  $\phi$ , které jsou do něho vloženy. Při představě, že existuje možnost vložení dvou koulí spojených s baterií, vytvoří v plazmatu elektrické pole – jak je znázorněno na Obr. 3-4 [17].



Obr. 3-4 Debyeovo stínění – příklad s koulemi [17] (upraveno).

Sférické elektrody by přitahovaly částice s opačným elektrickým nábojem a takřka okamžitě by oblak iontů obklopil zápornou kouli a oblak elektronů kouli kladnou. Necht' se předpokládá, že rekombinaci na povrchu by bránila vrstva dielektrika nebo že by vnější elektrický zdroj měl takový elektrický potenciál, který by zabránil rekombinaci. Kdyby plazma bylo studené bez tepelných pohybů, byl by v oblaku právě takový elektrický náboj jako na elektrodě – kouli. Odstínění by bylo dokonalé a vně oblaku by v plazmatu elektrické pole a jeho intenzita  $E$  byla zanedbatelná. Je-li však teplota  $T$  konečná, mají ty částice, jež jsou na okraji oblaku, kde je elektrické pole „slabé“, dostatek tepelné energie k tomu, aby unikly z elektrostatické potenciálové jámy. Jako „okraj“ oblaku se pak jeví poloměr  $r_b$ , na němž se potenciální energie přibližně rovná tepelné energii  $KT$  částic, a stínění není úplné. Potenciály velikosti  $KT/e$  mohou pronikat do plazmatu a způsobují, že v něm existuje konečné elektrické pole – přesně, jak je znázorněno na Obr. 3-5 [17].



Obr. 3-5 Rozložení elektrického potenciálu v blízkosti mřížky v oblasti s plazmatem [17]

Ionizovaný plyn je tehdy plazmatem, jestliže hustota nábojů je natolik vysoká, že  $\lambda_D$  je mnohem menší než  $L$ .

Jev Debyeova stínění se taktéž objevuje v pozměněné podobě v systémech s jedním druhem částic, jako jsou elektronové svazky v klystronech a magnetronech nebo protonové toky v cyklotronech. V takových případech lokálním nahromaděním

částic vznikne veliké neodstíněné elektrické pole, kromě těch případů, ve kterých hustota je mimořádně malá (což je velmi časté). Z vnějšku vložený potenciál (například drátěná sonda) je odstíněn odpovídající změnou hustoty v blízkosti elektrody. Systémy s jedním druhem částic (elektrický náboj) či plazma, jež není neutrální, nejsou přesně vzato plazmatem, ale matematický aparát fyziky plazmatu se při studiu takových systémů může použít.

Jak by mohly být definovány existenční podmínky plazmatu? Ty je možné definovat následovně. Plyn musí splňovat první dvě podmínky, aby bylo možné nazvat ionizovaný plyn plazmatem. Třetí podmínka je spjata se srážkami. Například slabě ionizovaný plyn proudící z tryskových motorů není možné označit jako plazma, protože nabitě částice se s neutrálními atomy srážejí tak často, že jejich pohyb je převážně řízen obyčejnými hydromagnetickými silami, nikoliv silami elektromagnetickými. Pokud je  $\omega$  úhlový kmitočet typických oscilací plazmatu a  $\tau$  střední doba mezi srážkami s neutrálními atomy, pak musí být  $\omega\tau > 1$ , má-li se plyn chovat spíše jako plazma než jako neutrální plyn. Tři podmínky, jež plazma musí splňovat, jsou uvedeny níže. Kvazineutrální ionizovaný plyn lze považovat/klasifikovat jako plazma, jsou-li splněny tři níže zmíněné podmínky [17], [21], [25].

### **I. podmínka pro plazma**

Rozměr systému musí být řádově větší než Debyeova délka. Matematická formulace 1. podmínky je pak:

$$\lambda_D \ll L \quad (3.2)$$

### **II. podmínka pro existenci/trvání plazmatu**

Druhá podmínka také souvisí s odstíněním. Aby vůbec mohl být vzniklý elektrický náboj odstíněn, je potřeba dostatečný počet částic. Je-li ionizovaný plyn příliš řídký, v okolí lokálního náboje není dostatek částic na jeho odstínění. Počet nabitých částic v objemu o velikosti Debyeovy sféry musí být výrazně větší než malý (musí být dostatečně větší, takže výrazně větší než pouze jedna částice). Matematická formulace 2. podmínky je pak:

$$N_D \gg 1 \quad (3.3)$$

### **III. podmínka pro plazma**

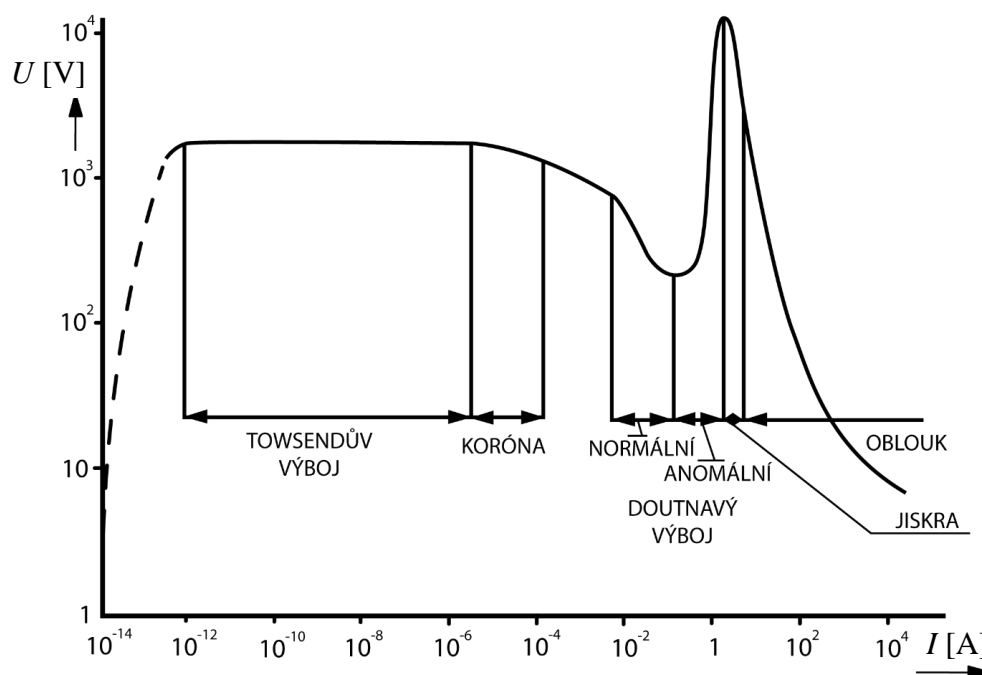
Poslední kritérium souvisí se srážkami nabitých částic s neutrálními. Kdyby se nabitě částice příliš často srážely s neutrálními, jejich pohyb by byl z velké části ovlivněn těmito srážkami a jen minimálně vzájemným působením jejich elektrických nábojů. V jejich chování by se elektrický náboj téměř neprojevil. Elektricky nabitě částice se mohou srazit s neutrálními částicemi pouze s malou pravděpodobností v porovnání s periodou své plazmové frekvence  $f_{pl}$ . Matematická formulace 3. podmínky je pak:

$$\omega\tau > 1 \quad (3.4)$$

## 3.2 Elektrické výboje

První v novodobých dějinách a publikačně zveřejněné práce s plazmatem prezentovali známí vědci Irving Langmuir (chemik), Lewi Tonks (fyzik) a jejich spolupracovníci ve 20. letech minulého století. Tento výzkum byl podnícen potřebou vyvinout trubice, které by při nízkém tlaku mohly vést velké elektrické proudy a musely by tedy být naplněny ionizovaným plynem. Byly zkoumány slabě ionizované doutnavé výboje a jejich kladné sloupce s typickými hodnotami  $KT_e \approx 2 \text{ eV}$  a  $10^{14} < n < 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Zde byl objeven jev stínění; stěnová vrstva obklopující elektrodu je přímo vidět, jako tmavá vrstvička. S výbojem v plynech se dnes je možné setkat ve rtuťových usměrňovačích, vodíkových thyatronech, ignitronech, jiskřístích, svařovacích obloucích, neonových trubicích a zářivkách a u blesku [17]. Závislost elektrického napětí na elektrodách na elektrickém proudu protékajícím výbojem je nazývána charakteristikou elektrického výboje. Charakteristika stacionárních výbojů je schematicky znázorněna na Obr. 3-6. Charakteristika nakreslena na Obr. 3-6 je typická, a vyjadřuje rámcové vlastnosti. Jsou v ní pouze řádové veličiny elektrického napětí a proudu, jejich skutečná velikost je funkcí jednotlivých parametrů výbojů [18]. Různorodost existujících typů výbojů je však vyšší v závislosti na způsobu vytváření výboje. Podle velikosti elektrického proudu tekoucího plazmatem jsou stacionární výboje rozděleny na čtyři druhy:

- 1) temný výboj
- 2) koróna
- 3) doutnavý výboj
- 4) oblouk



Obr. 3-6 Výboje v plazmatu [18]



Jako příklad netypického výboje je možné uvést článek „A Plasma Chamber: Electromagnetic Modeling and Experiments“ [29], ve kterém je demonstrována schopnost plazmového výboje fungovat jako parametrický nástroj, který je schopen modifikovat elektromagnetické a mechanické vlastnosti na povrchu aplikovaného materiálu [29].

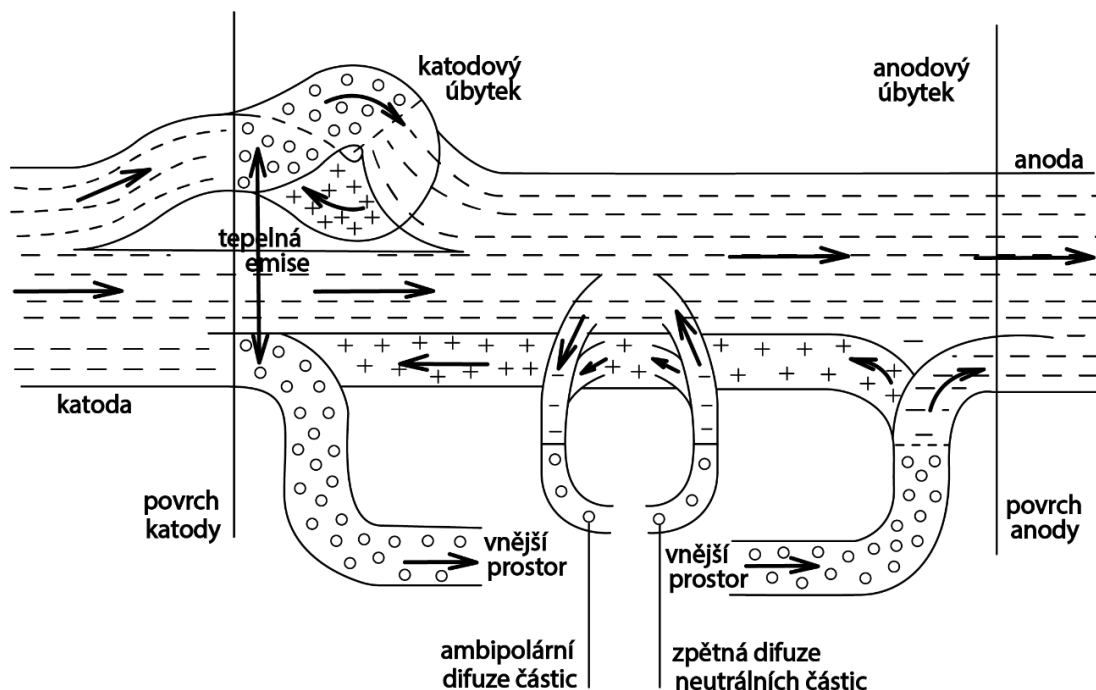
V elektrotechnice, technice vypínačů a spínacích VN nebo VVN přístrojů se využívá mechanického oddálení kontaktů, při působení elektrického proudu a napětí. Tak vzniká plazma za velmi rozdílných podmínek, okolních parametrů a působení vnějších vlivů (tlak, teplota, magnetické pole atp.). Jedním z klíčových okamžiků v procesu vypínání v elektrickém obvodu je moment vzniku plazmatu a par kovů při stádiu rozpojování elektrického obvodu. Proto je nutné se zabývat jak jednotlivými fázemi dynamicky měnícího se oblouku, tak efekty vznikající a tvářené plazmy. Při znalosti parametrů plazmy jak na rozhraní plazma/okolí tak plazma/elektroda znamená technicky zvládat návrh vypínacího procesu a zařízení.

V takto laboratorně negenerovaném plazmatu lze očekávat rozdílné podmínky tlaků, teplot, hustot koncentrací a pohybu elektrického náboje. A proto je žádoucí se zabývat detailními jevy z nichž jeden může být dříve neuvažovaný a zajímavý, který způsobí neočekávané jevy při šíření elektromagnetické vlny v oblasti výboje a vzniklého plazmatu.

### 3.3 Rozhraní mezi elektrodou a plazmatem

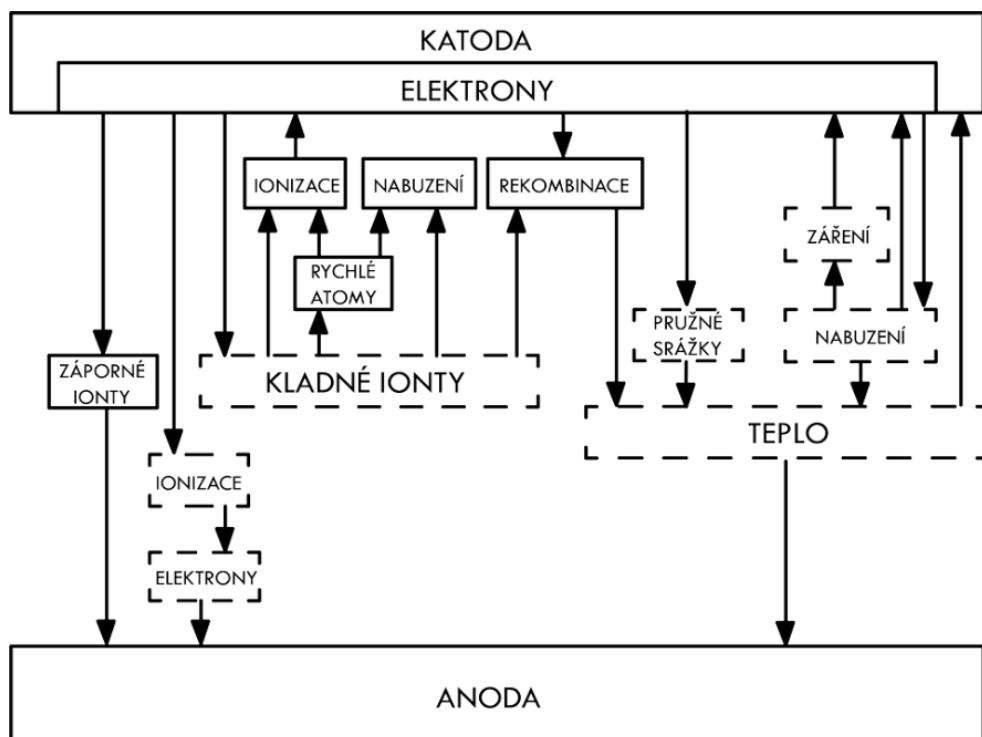
Při rozepínání obvodů v napětových hladinách VN nebo velkých proudů dochází ke vzniku plazmatu na krátký okamžik v oblasti elektrod a tzv. zhášecí komory, obr.3-7. Jak je z obrázku patrné, tvary a rozložení elektrického náboje v dynamicky měnícím se plazmatu jsou výboje komplikovanější než pouhé jednoduché laboratorní testy plazmových komor nebo stabilizovaných plazmových výbojů. Proto ale nelze říci, že by se v lokálních částech nenalezly oblasti s jevem, který v pevné fázi je popisován jako supravodivost, jak je dále teoreticky přiblížen. Proto oblast elektrického výboje se dotýká tématu řešeného touto prací.

Většina výbojových procesů probíhá v plazmatu výboje. Funkcí elektrod je zprostředkovat elektricky vodivá spojení, při rozpínání pak v plazmatu a vnějším okruhu a přechod mezi tuhým a plazmatickým skupenstvím, který je v případě elektrického oblouku provázen velkým rozdílem teplot a tlaků. Z vnějšího okruhu přechází do elektrody elektrický proud. Přiváděné elektrony jsou na katodě spotřebovány na neutralizaci kladných iontů přicházejících z plazmatu. Část elektronů přechází do plazmatu a přes anodu je odváděna do vnějšího okruhu. Schematicky jsou poměry znázorněny na Obr. 3-7 [18].



Obr. 3-7 Rozhraní mezi elektrodou a plazmatem [18]

V oblouku vzniknou v okolí elektrod pásma se silně klesající teplotou a tím i klesající elektrickou vodivostí. Pro udržení oblouku musí být dodáváním energie umožněn vznik elementárních procesů, při kterých vznikají elektrony a ionty ionizací neutrálních atomů, nebo oba druhy nabitých částic uvolnit vhodnými procesy z elektrod. Nejjednodušším způsobem uvolnění elektronů z pevné látky je tepelná emise. Po uvolnění elektronu z pevné látky je nutné, aby elektron měl kinetickou energii dostačující k překonání potenciálního rozdílu mezi kovem a vakuem. Velikost této energie je určena výstupní prací nejčastěji vyjadřovanou v eV a nazývanou též Richardsonovým potenciálem. Tento pochod je hlavním zdrojem pro uvolňování elektronů z katody v elektrickém oblouku, potřebnou teplotu odeberá katoda z plazmatu oblouku [18]. Vzájemná působení elektrod a plazmatu jsou schematicky znázorněny na Obr. 3-8, ve kterém jsou pro úplnost uvedeny elementární procesy probíhající v plazmatu.



Obr. 3-8 Vzájemná působení elektrod a plazmatu [18]

### Katodová oblast

Elektrický proud přechází z katody do plazmatu tzv. patou výboje, která je u oblouku tvořena katodovou skvrnou. Pro vysvětlení vzniku katodové skvrny je nutné vysvětlit přenos elektrického proudu (rozložení proudové hustoty) bezprostředně před katodou. Elektrony mohou být z katody uvolněny v podstatě třemi způsoby [18]:

1. Katoda je vyhřívána cizím zdrojem nebo elektronovým proudem na teplotu dostačující k tepelné emisi elektronů.
2. Před katodou vznikne působením přilétajících iontů intenzita elektrického pole dostačující k emisi elektronů elektrickým polem.
3. Před katodou jsou vytvářeny dvojice elektronů a iontů, jejich počet je stejný s počtem elektronů přecházejících do sloupce, a tak je dosažena spojitost elektronového proudu. Přenos proudu ke katodě je v tomto případě uskutečněn pouze ionty, které se na ní neutralizují zachycením elektronu. Neutralizované ionty se jako neutrální atomy vracejí do plazmatu a vzniká tzv. kruhový oběh iontů.

Výkon upotřebený v katodovém úbytku je v bezprostředním okolí katody převzat ionty, každý z nich přenáší energii  $W = 20 \text{ eV}$  (tu eV energie z katodového úbytku a 10 eV ionizační energie), při uvolnění elektronu se spotřebuje asi 4 eV, zbytek je akumulován v katodě jako teplo. Rekombinované ionty se vracejí jako neutrální atomy zpět do plazmatu s poměrně velkou kinetickou energií. Jelikož katodový prostor má délku menší než volná dráha, nemohou se ionty ionizovat přímým nárazem, ale dodávají plynu před katodou tepelnou energií  $W_{th}$ . Ohřátí plynu je tak velké, že stačí

k vytvoření iontů a tím se uzavírá kruhový oběh iontů. Dodáváním tepla musí růst teplota před katodou, protože plazma je ochlazováno chladným médiem, z jeho okolí, musí se jeho čelní plocha stáhnout, aby vzniklo požadované zvýšení teploty. Zúžení plazmatu v okolí paty oblouku a malá velikost katodové skvrny jsou podmíněny nízkou teplotou katody. Ze stejného důvodu je teplota katodové oblasti oblouku větší než teplota anodové oblasti. Popisovaný pochod vzniku katodové skvrny nevylučuje, že skvrna na materiálu a vysokým bodem varu dosáhne teploty potřebné pro tepelnou emisi elektronů a tím odlehčí proud iontů. Lze tak vysvětlit, proč se na některých materiálech skvrna po zapálení oblouku neklidně pohybuje a teprve po uplynutí určité doby se její pohyb uklidní nebo úplně zastaví [18].

### **Anodová oblast**

Působení anodové přechodové oblasti je popsitelné mnohem jednodušeji než působení katodové oblasti. Pro zajištění průchodu proudu anodovou oblastí stačí, když jeden z tisíce elektronů je schopen ionizace. Přechod z elektronového vedení elektriny ve vnějším okruhu na elektronové a iontové vedení v plazmatu je u anody mnohem víc, patrný než u katody. Proud elektronů ve výboji je stejný jako ve vnějším okruhu, přestože se v anodovém úbytku mění gradient potenciálu. Stejně se chová proud pomalých záporných iontů tekoucích z katodového úbytku. Následkem putování kladných iontů ke katodě je prostor u anody o ně ochuzen a vznikne anodový úbytek tvořící přechod z plazmatu na anodu. Jeho velikost závisí na vlastnostech plazmatu a anody [18].

Poněvadž anoda neemituje žádné ionty, je hlavním úkolem anodového úbytku vytvářet z neutrálních částic kladné ionty, které putují plazmatem ke katodě. Vytvořené ionty musí být do plazmatu přivedeny rozdělením rychlostí odpovídajícím teplotě iontů v plazmatu. Kladné ionty vznikají před anodou třemi způsoby [18]:

1. **Emisi sekundárních iontů z anody.** Tato možnost je omezena pouze na výjimečné případy, ve kterých složení anody tento proces umožňuje. Nastává to v obloucích mezi uhlíkovými elektrodami, které jsou v okolí osy plněny přísadami zvyšujícími emisi světla z oblouku.
2. **Ionizací elektrickým polem před anodou.** Nastává to v případě, kdy délka příslušná anodovému úbytku představuje pouze jednu vlnou dráhu elektronu. I když hodnota anodového úbytku je menší než ionizační napětí, vyskytnou se elektrony, které po proběhnutí anodového úbytku jsou schopny ionizovat, jsou to elektrony, které měly při vstupu do anodového úbytku dostatečně velkou termickou rychlost.
3. **Tepelnou ionizací,** která nastane, když délka anodového úbytku odpovídá několika vlnám drahám elektronů. V tomto případě je energie nabytá elektrony při usměrněném pohybu srážkami přeměněna v driftovou, zvyšuje se teplota elektronů a počet ionizujících srážek je větší, než počet rekombinačních procesů, jsou tak kryty přídavné ztráty v anodové oblasti.

S rostoucím elektrickým proudem se anodový úbytek zmenšuje, markantní je to u oblouku mezi uhlíkovými elektrodami, kdy při malých proudech je anodový úbytek 36 V a při velkých proudech 1 A i méně, neboť při vyšších teplotách plazmatu je termická rovnováha porušována odváděním iontů a plazmě dodává do oblasti anodového úbytku energii [18].

Anodová oblast může být stejné jako katodová kontrahovaná nebo nektrahovaná. Uhlíková elektroda a vzniklý oblouk s malým proudem nejeví žádnou kontrakci, proudové hustoty v oblasti anody jsou řádově  $J = 4 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$  a existuje ionizace polem. Po přechodu do oblasti velkých elektrických proudů vznikne oblouk a kontrahovaná anodová oblast a tepelnou ionizací v ní, anodový úbytek se skokem změni na  $\Delta U = 8 \text{ V}$  až  $10 \text{ V}$ , příčinou poklesu je omezení přívodu tepla k anodě. Kontrahovaný sloupec má malou anodovou patu, které způsobí místní ohřátí povrchu anody, v místech ohřátí se materiál anody vypařuje a anodová pata se pohybuje. Tento jev je příčinou „syčení“ uhlíkového oblouku [18].

Oblouky s malými elektrickými proudy a kovovou anodou mají v okysličujícím se prostředí kontrahovanou anodovou oblast a proudovou hustotou  $J = 10^7 \text{ A}$  až  $10^8 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ . Ve vzácných plynech a  $\text{N}_2$  nastane obdobný jev při proudech menších než  $I = 30 \text{ A}$ , při větších proudech je anodová oblast difuzní a proudové hustoty jsou až  $J = 40 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ , anodový úbytek je 3 V až 12 V [18].

Fyzikální systém je možné opsat pomocí **adiabatických invariant** [30]. Pokud v nějakém systému dochází ke změně, která je pomalá, tak, že pohyb není zcela periodický, konstanta pohybu se nemění a je tak nazývána „adiabatický invariant“. Pro plazma jsou to celkem 3 adiabatické invarianty a mají ve fyzice plazmatu důležitou úlohu, v mnoha případech se složitými pohyby umožňují získat jednoduché odpovědi. Každý z nich odpovídá jinému typu periodického pohybu (magnetický moment částic, zachycení částic v magnetickém zrcadle a celkový magnetický tok).

Pro uchopení celého procesu popisu plazmy a jejího dynamického chování pro účely technického využití v přístrojích a strojích (vypínání VN a VVN) se považuje za nejrychlejší způsob kombinace experimentu a numerického modelování, založených na základech matematického popisu modely plazmy s poznávanými jevy a efekty.

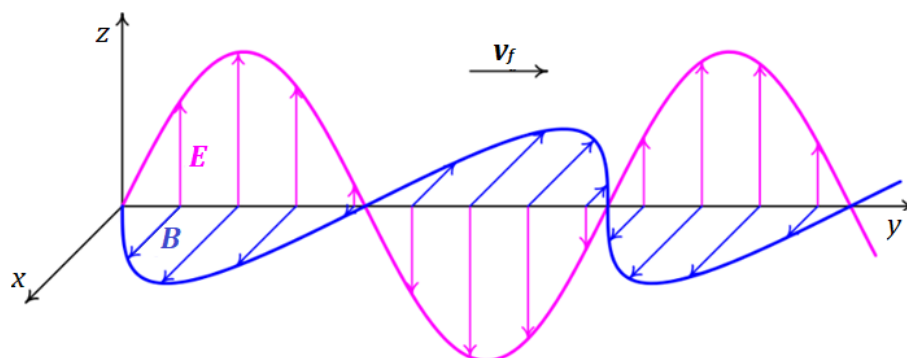
Dále se práce bude zabývat jednoduchou konfigurací uspořádání a tvorby plazmatu v kapilární trysce a bude na tomto jednoduchém geometrickém příkladu zkoumat okolnosti šíření EMG vlny v plazmatu a jeho okolí. Bude se zabývat parametry, při kterých by vznikl stav podobný při jevu supravodivosti v pevné fázi materiálu.

Poznatky jsou dále důležité pro obor elektrických přístrojů a zhasení oblouku, které jsou také modelovány zjednodušenými modely (se soustředěnými parametry). V těchto modelech se uvažuje zjednodušení pohybu elektrického náboje v oblasti plazmatu jako měrná vodivost s konečnou hodnotou. Ale v případě stavu, dále v práci popsáném, podobnému jevu supravodivosti zcela chybí hlubší pochopení jevu a následně jeho zjednodušený popis pro zjednodušené modelování. Práce se dále nezabývá komplikovaností plazmatu vznikajícího při vypínání kontaktů přístrojů, ale věnuje se pouze nedynamickému stavu plazmatu a jevu podobného v materiálech pevné fáze – supravodivosti.

## 4. MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ MODEL

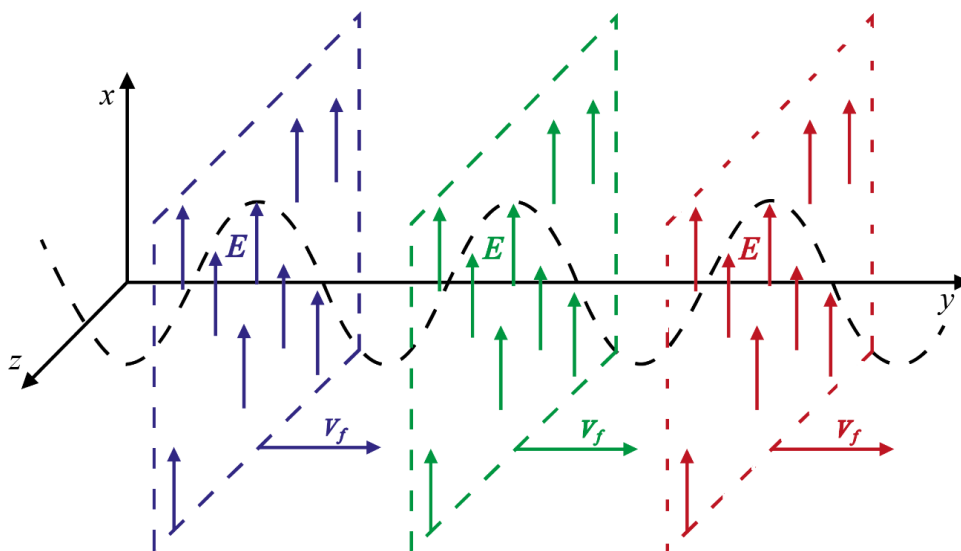
### 4.1 Popis elektromagnetických vln

Při elektromagnetickém vlnění se přenáší pomocí elektrodynamických sil jeho působení na celky hmoty a v popisu takto šířící se EMG vlny [12], [17] se v časové oblasti mění velikost, směr vektorů elektrické a magnetické intenzity  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  a indukce  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$  EMG pole. Na Obr. 4-1 je patrné jednoduché zobrazení EMG vlny v prostoru, která se šíří v homogenním prostředí, například vakua. Je složena ze složky vlny elektrické, charakterizované vektorem intenzity  $\mathbf{E}$  (na obrázku kmitající v ose  $z$  kartézského souřadnicového systému) a vektoru magnetické indukce  $\mathbf{B}$  (modře, kmitající v rovině osy  $x$  souřadnicového systému) a šíří se ve směru osy  $y$ . V elektromagnetické vlně ve vakuu vektory  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{B}$  kmitají podle typu polarizace a dalších okolností. Pro jednoduchý případ lineární polarizace a homogenního prostředí bez počátečního fázového posunu  $\varphi$  ve fázi kmitají „synchronně“ a oba tvoří příčné vlnění. Velikosti vektorů  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{B}$  srovnávat nelze, jsou dány okolnostmi buzení a prostředí, počátečních a okrajových podmínek, na Obr. 4-1 jsou jen symbolicky naznačené. V elektromagnetické vlně v každém okamžiku (s výjimkou nulových bodů) vektory  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  a vektor fázové rychlosti  $\mathbf{v}_f$  (v tomto pořadí) tvoří pravotočivou soustavu souřadnic [12], [31], [34].



Obr. 4-1 Elektromagnetická vlna, pro časový okamžik  $t_0$  [44]

Pro jednoduchost je uvažována rovinná EMG vlna. Elektrické a magnetické pole rovinné vlny se vyznačuje tím, že je rozloženo ve všech bodech prostoru, nejen na přímce. Její „vlnoplochy“ (plochy se shodnou velikostí modulu vektoru) jsou navzájem rovnoběžné roviny, kolmé na směr fázové rychlosti vlny  $\mathbf{v}_f$ . V každém místě jedné vlnoplochy má elektrická (i magnetická) složka stejný modul vektoru intenzit nebo podle materiálů měrných toků. Na Obr. 4-2 je elektromagnetická rovinná vlna (zakreslená pouze pomocí elektrické složky). Zobrazené barevné vlnoplochy jsou místa s maximální  $\mathbf{E}$  (i  $\mathbf{B}$ ) [17], [43].



Obr. 4-2 Schématické zobrazení šíření/rozložení EMG vlny, elektrické složky s intenzitou  $E$  [44] (*upraveno*)

Je třeba vzít také v úvahu elektromagnetické vlastnosti prostředí, kterým se EMG vlna šíří, při kterém během průchodu elektromagnetické vlny materiálem dochází k poklesu amplitudy a fázovému posunu vlny. Tyto jevy jsou způsobeny materiálovými charakteristikami, jako je například měrná elektrická vodivost  $\gamma$ , elektrická permitivita  $\epsilon$  nebo magnetická permeabilita  $\mu$ , vlnové číslo  $k$ , vlnová impedance  $Z_v$ . Jakýkoli výskyt nehomogenity v prostředí, ve kterém se EMG vlna šíří, má za následek změnu parametrů v jejím šíření. Tato změna se pak projeví ve dvou formách, a to v odrazu a lomu složek EMG vlny na rozhraní prostředí. Kromě tohoto procesu se v těchto EMG vlnách může objevit polarizace a interference. Metody popsané v práci [49] jsou velmi vhodné pro analýzu lomu paprsku během průchodu hranicí.

Makroskopické vlastnosti prostředí, které ovlivňují šíření EMG vlny, jsou tyto: permitivita, permeabilita a konduktivita, případně rozdíl mezi izotropním a anizotropním prostředím. V této podkapitole se nadále bude zabýváno pouze (zjednodušeným, ale častým) případem šíření vlny homogenním lineárním izotropním stacionárním prostředím [29], [46].

Je zavedeno, že typ a vlastnosti prostředí je možno klasifikovat podle mnoha kritérií. Pro současný stav postačí rozdělení prostředí s rozdílnými makroskopickými vlastnostmi ( $\gamma$ ,  $\epsilon$  nebo  $\mu$ ), na izotropní a anizotropní.

Pro EMG vlnu v **izotropním** prostředí, kde šíření je ve všech směrech stejně ovlivňováno, se EMG vlna o určité vlnové délce  $\lambda$  šíří všemi směry stejnou rychlostí. Pro izotropní prostředí je tedy charakteristická jediná hodnota indexu lomu. Vlnoplochy jsou se středem kulové plochy a ve zdroji vlnění [45].

Pro EMG vlnu v **anizotropním** prostředí platí, že rychlost vlny závisí na směru šíření, v každém směru odpovídá jiná hodnota indexu lomu. Proto vykazuje opačné vlastnosti vzhledem k izotropnímu prostředí [45].

Elektromagnetické vlny a jejich šíření v plazmatu je možné rozdělit do několika kategorií podle polí.

**Nestatické elektrické pole** [13], v této souvislosti je charakterizované jako podélné vlny, jejich kmitání je charakterizováno jako podélné (transverzální) ve směru šíření vlny, jejich rychlost šíření  $v_T$  je teplotně závislá funkce, a jsou podobné například vlnám v akustickém pásmu EMG spektra frekvencí. V tomto poli jsou náboje v klidu a proudy jsou nulové [13].

**Kvazistacionární elektromagnetické pole** je pole, kde při výpočtu proměnného pole ve vodičích lze zanedbat posuvné proudy, ale je třeba respektovat vodivé proudy spojené s indukčním zákonem. Takto se odvozují ztráty ve všech vodičích včetně vlnodů, vlastnosti indukčních snímačů, stínění v časově proměnných polích a problémy spojené s elektromagnetickou kompatibilitou [13].

**Nestacionární elektromagnetické pole** – EMG vlny (nestacionární elektromagnetohydrodynamické pole – EMHD) [12], [13], [19] jsou charakterizovány svojí frekvencí  $f$ , amplitudou složek intenzit a indukcí elektrického a magnetického pole  $E$ ,  $H$ ,  $D$ ,  $B$  a schopností se šířit vysokou rychlostí v daném prostředí. Elektrická  $F_e$  i magnetická síla  $F_m$  vznikající na základě šíření EMG vlny, vyjadřuje vztah rozložení složek EMG pole k elektrickému náboji  $q$ . Složky EMG vlny, elektrická a magnetická, kmitají v závislém směru na konfiguraci jejího buzení, na prostředí, okrajových podmínkách, zejména pak ve směru kolmém k šíření postupné EMG vlny. Na rozhraní může dojít k odrazu a ke vzniku odražené EMG vlny, která může za specifikovaných podmínek vytvořit stojatou EMG vlnu. Velmi důležitou charakteristikou materiálu, v tomto případě plazmatu, ve vztahu k podmínkám šíření elektromagnetické vlny, dále vlastnostmi a popisem průchodu, je také úhlový plazmový kmitočet  $\omega_p$ , který roste s elektronovou hustotou  $n_e$ . Pro případ EMG vln s frekvencí  $f < f_p$  nebo kmitočtem  $\omega < \omega_p$ , je plazma uvažováno z pohledu makroskopických vlastností jako vodič a vlny jsou proto na krátké vzdálenosti tlumeny a následně přeměněny v jinou formu energie – v teplo. V případě, kdy  $\omega > \omega_p$ , je plazma chápáno naopak jako dielektrikum (elektro-izolační vlastnosti) a EMG vlny takto nastaveným prostředím procházejí bez významného útlumu. Například známé rádiové záření kosmických těles o frekvenci  $f$  vyšší, než je kritická frekvence průchodu EMG vlny ionosférou  $f_{ion}$ , projdou z kosmu k povrchu Země bez zásadního útlumu [12], [17].

Pouze ve specifických případech a za specificky nastavených podmínkách parametrů jak prostředí, tak okrajových podmínek, je možné uvedené specifické EMG druhy vln nalézt v uvedené formě. Existují případy, ve kterých je možné vybudit specifický druh EMG vlny, a lze je hodnotit pomocí výše uvedených kategorií s přihlédnutím na majoritní nebo minoritní efekt EMG vlny ve specifickém prostředí a za specifických podmínek. Podmínky okrajové, počáteční i způsob a okolnosti šíření EMG vlny se experimentálně ověřují v laboratorně nastavených podmínkách a porovnávají s modely.

Každou EMG vlnu v plazmatu pak je možné kvantifikovat a popsat na základě uvedených kategorií. EMG vlnění a jeho šíření na rozhraní a uvnitř plazmatu má základní důležitost pro objasnění efektů a vlastností analyzovaného prostoru a specifického materiálu (okolí, rozhraní a oblast plazmatu).



Jsou známé vlastnosti rychlosti šíření EMG vlny v prostředí [12], [13]. Za běžných okolností se EMG vlna ve vakuu šíří rychlostí, která se značí  $c$ , rychlost světla, kde

$$c = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (4.1)$$

$$c \approx 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (4.2)$$

Zaokrouhlená hodnota rychlosti  $c$  (4.2) se od přesné hodnoty uvedené výše liší pouze o 0,07 %. Rychlostí světla se šíří za běžných okolností EMG vlny [12], [13] používané v radiové technice, mikrovlny, infračervené s ohledem na další parametry prostředí. Pro šíření EMG vlny platí vztah

$$v_f = \lambda f, \quad (4.3)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka,  $f$  je frekvence buzené EMG vlny. Pro EMG vlnu ve vakuu pak platí

$$c = \lambda f. \quad (4.4)$$

Protože rychlost šíření,  $c$ , je v tomto případě nerelativistického chápání modelu konstanta, tak platí, že když roste frekvence  $f$ , zároveň klesá vlnová délka  $\lambda$ . Pokud je známá vlnová délka  $\lambda$  EMG vlny ve vakuu, lze pomocí vztahu (4.4) jednoznačně určit její frekvenci  $f$  [12], [17], [34].

Poyntingův vektor  $\mathbf{II}$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ] je veličina měrného elektrického výkonu, jeho plošného toku. Tento vektor je vhodný pro popis transportu energie  $W$  [J] prostřednictvím elektromagnetického pole, vlny.

Při určení hodnoty Poyntingova vektoru se vychází například ze znalosti parametrů intenzit elektrického  $\mathbf{E}$  a magnetického  $\mathbf{H}$  pole, které přísluší jedné elektromagnetické vlně (mají stejnou příčinu vzniku, např. shodný zdroj EMG vlny) nebo při interferenci EMG vln více zdrojů. Odvození výsledků interpretace vektoru  $\mathbf{II}$  bylo založeno na předpokladu vratných změn prostředí [12], [17].

Vztahy mezi šířením energie v EMG poli a tokem výkonu popsaném Poyntingovým vektorem lze odvodit jako obecný integrál redukovaných Maxwellových rovnic v Heavisidově notaci [12], [40] a to následovně:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (4.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}, \quad (4.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (4.8)$$

kde  $\mathbf{E}$  je intenzita elektrického pole,  $\mathbf{B}$  je hustota magnetického toku,  $q$  je elektrický náboj,  $\mathbf{J}$  značí proudovou hustotu,  $\mathbf{D}$  je hustota elektrického náboje [12]. Potom skalární součin  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$  představuje výkon dodaný do jednotky objemu [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ]. Při skalárním násobení vztahu vektorem  $\mathbf{E}$  je upravená relace

$$\mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H} + \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} . \quad (4.9)$$

Aby každý člen vztahu (4.5) měl rozměr objemové hustoty energie za jednotku času, musí se vztah (4.5) skalárně násobit veličinou vektorem magnetické intenzity  $\mathbf{H}$

$$\mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 . \quad (4.10)$$

Odečtením vztahu (4.9) do vztahu (4.10) a použitím totožnosti

$$\nabla(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \cdot \nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{H} , \quad (4.11)$$

je po úpravě

$$\nabla(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = -\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} . \quad (4.12)$$

Je-li integrován vztah (4.11) v elementu objemu  $V$ , ohraničený plochou  $S$  je odvozen tvar

$$\int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} da + \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} dv = - \int_V \left( \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) dv . \quad (4.13)$$

Tento výraz poprvé odvodil John Henry Poynting v roce 1884 a v témže roce i Oliver Heaviside. Jeho obvyklý výklad je následující: Pokud je předpokládáno, že výrazy pro hustoty energie nahromaděné v elektromagnetickém poli jsou stejné jako v ustáleném stavu, pak pravá strana vztahu (4.13) představuje rychlost zmenšování elektrické a magnetické energie, nahromaděné v daném objemu. Ztráta užitečné energie musí být vysvětlena členy na levé straně vztahu (4.13). Prostředí a jeho ztráty jsou charakterizovány měrnou vodivostí  $\gamma$ , potom intenzitu vnějších elektrických sil představuje  $\mathbf{E}'$ , například v chemicky aktivní oblasti, uvnitř elektrochemického článku [12], [17]. Pak

$$\mathbf{J} = \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{E}') , \quad \mathbf{E} = \frac{\mathbf{J}}{\gamma} - \mathbf{E}' , \quad (4.14)$$

a tedy

$$\int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} dv = \int_V \frac{1}{\gamma} \mathbf{J}^2 dv - \int_V \mathbf{E}' \cdot \mathbf{J} dv . \quad (4.15)$$

První člen na pravé straně vztahu (4.15) je výkon přeměněný v Joulovo teplo (infračervené záření), což je z pohledu statického a kvazistatického modelu nevratná změna. Druhý člen vyjadřuje výkon vynaložený při pohybu elektrického náboje proti vnějším elektrickým silám, představujícím elektrická napětí a záporné znaménko značí, že tato vnější napětí dodávají výkon soustavě, takže částečně hradí Joulovy ztráty a snaží se zvětšit energii v oblasti (poli). Jestliže je uvažováno, že všechna tělesa v poli jsou naprosto tuhá, jsou vyloučeny možné přeměny elektromagnetické energie na energii pružného namáhaného prostředí, pak se rovnováha udržuje jen tokem výkonu plochou, ohraničující objem  $V$ . To je podle Poyntinga význam plošného integrálu ve vztahu (4.13). Úbytek elektromagnetické energie nahromaděné v objemu  $V$  je částečně způsoben ztrátami Joulovým teplem, částečně je kompenzován energií dodanou vnějšími zdroji [12], [17]. Zbytek vytéká ohraničující plochou  $S$  a tvoří ztrátu v joulech za vteřinu (tedy ve [W]) a je vyjádřen vztahem

$$\int_S \mathbf{II} \cdot \mathbf{n} da = \int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} da . \quad (4.16)$$

Poyntingův vektor  $\mathbf{II}$ , vyjádřen vztahem

$$\mathbf{II} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} , \quad (4.17)$$

Lze vyložit jako hustotu toku výkonu v bodě nebo jako energii, která projde za vteřinu jednotkou plochy, jejíž normála má směr výsledného vektorového součinu vektorů  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ . Pro tyto úvahy se předpokládalo, že prostředí s objemem  $V$  je lineární eventuálně izotropní, prosté hystereze. Je-li vztah vektorů  $\mathbf{B}$  a  $\mathbf{H}$  mnohoznačný (není kolineární, typické pro anizotropní nebo nehomogenní prostředí), ztratí se v prostředí energie velikosti  $W$  za každý úplný oběh hysterezní smyčky. Je-li časově harmonické o kmitočtu  $\nu$ , bude počet oběhů za vteřinu a hystereze se tedy bude také podílet na zmenšení magnetické hodnoty energie  $W$  [12], [17]

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \frac{1}{\gamma} \mathbf{J}^2 + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\varepsilon}{2} \mathbf{E}^2 + \frac{\mu}{2} \mathbf{H}^2 \right) = \mathbf{E}' \cdot \mathbf{J} . \quad (4.18)$$

Význam Poyntingovy věty (4.18) je nesporný. Jeho fyzikální výklad lze však různě interpretovat. Již bylo výše zmíněno, že z objemového integrálu (4.15), udávajícího celkovou energii v uvažované oblasti, nelze bez dalších podmínek a popisu/specifikace mikroskopického popisu hmoty učinit přesné závěry o rozložení energie  $W$ . Energie kvazistacionárního pole  $W$  byla nejprve vyjádřena jako součet dvou objemových integrálů (4.13) [12].

Pro případ, že je možné celkový tok energie uzavřenou plochou správně vyjádřit vztahem (4.16), nelze z toho jednoznačně usuzovat, že hustota toku výkonu v nějakém bodě je  $\mathbf{II}$ , podle vztahu (4.17), bez dalšího deterministického popisu blízkého okolí bodu. Lze totiž připočítat k této veličině každý vektor, jehož integrál po uzavřené ploše je nulový, aniž se změní celkový tok  $\mathbf{II}$  [12].

Klasický výklad Poyntingovy věty se opírá o předpoklady makroskopického modelu a popisu hmoty homogenního prostředí. Předpoklad o vyhodnocení hustoty energie  $W$  v elektromagnetickém poli a vztahu k hustotě toku  $\mathbf{II}$  se však velmi osvědčila.

Výše uvedené přístupy a důsledná analytická formulace vztahů platných pro skupiny přírodních jevů potom jsou cestou postupného popisu chování jevů v plazmě. Proto se přístupy pro Poyntingovo a Heavisidovo řešení může aplikovat pro modelování navržených experimentů plazmy, pokud si rozpor s novými experimentálními důkazy nevyžádá jeho zpřesnění.

## 4.2 Elektromagnetická vlna na rozhraní EMG prostředí

Zásadními vlnovými parametry charakterizace homogenního prostředí jsou fázová rychlost  $v$  a charakteristická impedance  $Z_v$  [12], [13] pro EMG vlny (bezeztrátové šíření), je známo, že

$$v = \frac{c}{n_v}, \quad (4.19)$$

kde  $n_v$  je zpomalení EMG vlny. Potom fázová rychlost je

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (4.20)$$

Charakteristická impedance  $Z_v$  (vlnový odpor) prostředí, elektrická permitivita  $\epsilon$  a magnetická permeabilita  $\mu$  jsou definovány podobně jako u jednoduchých případů homogenního elektrického vedení [35].

### Elektromagnetická rovinná vlna ve ztrátovém prostředí

Ve ztrátovém prostředí se vlnové číslo a charakteristická impedance  $\underline{k}$  a  $Z_v$  vyjádří

$$\underline{k} = k' - jk'', \quad (4.21)$$

$$\underline{k} = \sqrt{-j\omega\mu(\gamma + j\omega\epsilon)}, \quad (4.22)$$

$$k' = \omega\sqrt{\epsilon\mu} + \sqrt{\frac{\omega\gamma\mu}{2}}, \quad (4.23)$$

$$k'' = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\omega \gamma \mu}, \quad (4.24)$$

$$\underline{Z}_v = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{(\gamma + j\omega\varepsilon)}}. \quad (4.25)$$

Potom v exponenciálním tvaru je

$$\underline{Z}_v = Z_v e^{j\varphi_v}. \quad (4.26)$$

A ve složkovém tvaru

$$\underline{Z}_v = R_v + jX_v. \quad (4.27)$$

Vektory intenzit elektrického a magnetického pole EMG vlny lze zapsat ve tvaru

$$\underline{E}_1(t) = \underline{E}_f(x, y, z) \cdot e^{-j(\omega t + \varphi)} \cdot e^{k_1 n_1 r_1} + \underline{E}_b(x, y, z) \cdot e^{+j(\omega t + \varphi)} \cdot e^{k_1 n_1 r_1}, \quad (4.28)$$

kde

$$\underline{E}_f(x, y, z) = E_{0,x} \mathbf{u}_x + E_{0,y} \mathbf{u}_y + E_{0,z} \mathbf{u}_z, \quad (4.29)$$

$$\underline{H}_1(t) = \underline{H}_f(x, y, z) \cdot e^{-j(\omega t + \varphi)} \cdot e^{k_1 n_1 r_1} + \underline{H}_b(x, y, z) \cdot e^{+j(\omega t + \varphi)} \cdot e^{k_1 n_1 r_1}, \quad (4.30)$$

$$\underline{H}_f(x, y, z) = H_{0,x} \mathbf{u}_x + H_{0,y} \mathbf{u}_y + H_{0,z} \mathbf{u}_z, \quad (4.31)$$

kde indexy  $f$  znamenají dopřednou složku a  $b$  zpětnou složku EMG vlny. Zápis (4.29), (4.31) představují vektory složek tlumené postupné EMG vlny. Fázovou rychlost  $v_f$  a délku vlny  $\lambda$  určuje reálná část vlnového čísla  $k'$  ( $\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$ ), nazývaný jako fázová konstanta nebo měrný posuv pro který platí

$$v_f = \frac{\omega}{k'}, \quad (4.32)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k'}. \quad (4.33)$$

Imaginární složka vlnového čísla  $k''$  má ve vlně význam měrného útlumu. Potom složky elektrického a magnetického pole, jejich intenzity (4.28), (4.30) zapsané ve tvaru vyjadřují

- pro postupnou vlnu

$$\underline{E}^+ = \underline{A} \cdot e^{-jk \cdot n_A \cdot r}, \quad (4.34)$$

- pro zpětnou vlnu

$$\underline{E}^- = \underline{B} \cdot e^{+jk n_B r}, \quad (4.35)$$

- pro stojatou vlnu

$$\underline{E} = \underline{A} \cdot e^{-jk n_A r} + \underline{B} \cdot e^{+jk n_B r}, \quad \forall \varphi_A = \varphi_B, \quad (4.36)$$

- pro eliptickou polarizaci vlny

$$\underline{E} = \underline{A} \cdot e^{-jk n_A r} + \underline{B} \cdot e^{+jk n_B r}, \quad \forall \varphi_A \neq \varphi_B, \quad (4.37)$$

- pro kruhovou polarizaci vlny

$$\underline{E} = \underline{A} \cdot e^{-jk n_A r} + \underline{B} \cdot e^{+jk n_B r}, \quad \forall \varphi_A \neq \varphi_B, \quad \wedge |\underline{A}| = |\underline{B}|, \quad (4.38)$$

- pro lineární polarizaci vlny

$$\underline{E} = \underline{A} \cdot e^{-jk n_A r} + \underline{B} \cdot e^{+jk n_B r}, \quad \forall \varphi_A = \varphi_B. \quad (4.39)$$

Vektory  $\underline{E}$  a  $\underline{H}$  jsou opět kolmé navzájem i na směr šíření, ale jejich fáze se liší o úhel  $\varphi_v$ . Výkon přenášený EMG vlnou má střední hodnotu

$$\Pi = \text{Re} \{ \underline{\Pi} \}, \quad (4.40)$$

kde

$$\underline{\Pi} = \underline{E} \times \underline{H}^*, \quad (4.41)$$

$$\underline{\Pi} = \frac{|\underline{E}|^2}{\underline{Z}_v^*}, \quad (4.42)$$

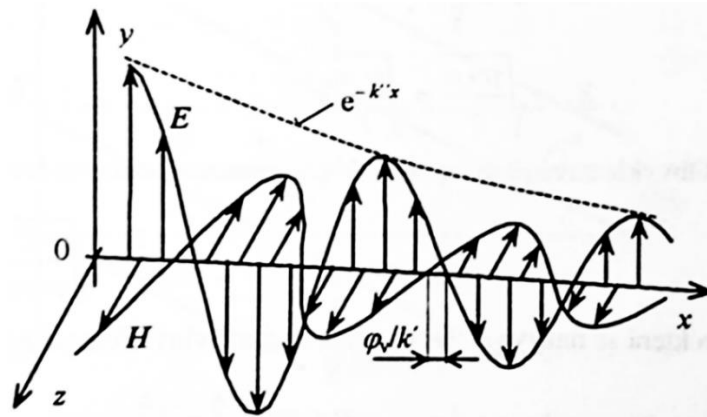
$$\Pi = \frac{|\underline{E}|^2}{Z_v}, \quad (4.43)$$

a pro příkladné šíření ve směru osy  $x$  vyjádření

$$\overline{\Pi} = \frac{E_0^2 e^{-2k''x}}{Z_v} e^{j\varphi_v} \mathbf{u}_x. \quad (4.44)$$

S postupem EMG vlny ve ztrátovém prostředí okamžitá hodnota Poyntingova vektoru exponenciálně klesá, neboť jeho část kryje ztráty v prostředí s měrnou vodivostí

$\gamma$ . Pro případ  $\varphi_v \neq 0$ , má Poyntingův vektor imaginární část, která ukazuje, že ve vlně dochází k přesunu energie mezi elektrickým a magnetickým polem.



Obr. 4-3 Postupná vlna ve ztrátovém prostředí [13]

**Postupná EMG vlna v bezztrátovém prostředí** má zjednodušené vyjádření vzhledem ke ztrátovému prostředí již výše popsaného. Vlnové číslo  $\underline{k}$  nabývá pouze reálné složky, protože se neuvažuje vliv měrné vodivosti  $\gamma = 0$ ,

$$k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} . \quad (4.45)$$

$Z_v$  je pak

$$Z_v = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} . \quad (4.46)$$

Ze studií EMG vln na homogenním vedení je známo, že upravený zápis představuje netlumenou vlnu, postupující ve směru osy  $x$ . Místo konstantní fáze, určené podmínkou  $(\omega t - kx) = \text{konst.}$ , to je pro  $x = (\omega t - \text{konst.})/k$ , se pohybuje fázovou rychlostí

$$v_f = \frac{\omega}{k} . \quad (4.47)$$

Vlna postupuje ve směru normálového vektoru  $+\mathbf{u}_x$  rychlostí  $v_f$ . Průběh je podobný s rozložením elektrického napětí a proudu  $u$  a  $i$  na homogenním bezztrátovém vedení. Vektorový zápis má obecnější smysl. Vektory  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  jsou rozloženy nejen jak je vyznačeno na ose  $x$ , Obr.4-3, ale jsou konstantní v celých rovinách  $x = \text{konst.}$  Poměr amplitud i okamžitých hodnot vektorů pole je roven vlnové impedanci  $Z_v$  [13].

Pro volný prostor a ztrátové prostředí jsou hodnoty vlnové impedance stejné jako ve vztahu (4.25). Vlnové číslo má stejnou podobu jako ve vztazích (4.21 – 4.25). Ale pro vakuum, tedy bezztrátové prostředí, je vlnová impedance

$$Z_v = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_r \epsilon_0}} , \quad (4.48)$$

a vlnové číslo

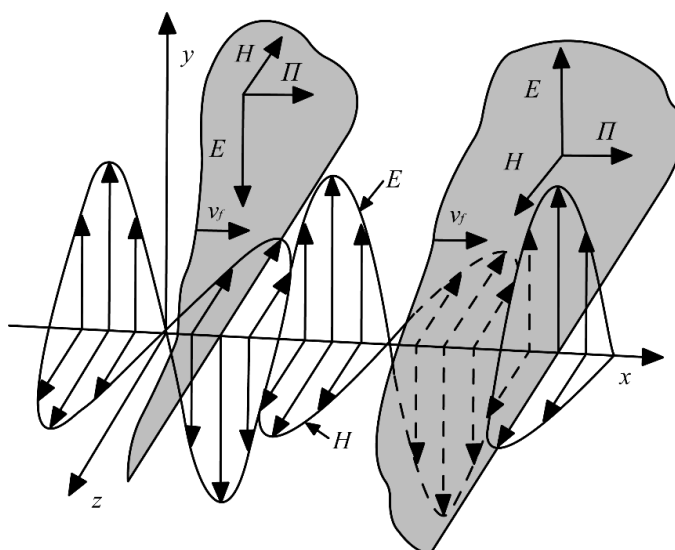
$$k' = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}, \quad (4.49)$$

$$k'' = 0. \quad (4.50)$$

Okamžitá hodnota plošné hustoty toku výkonu určená Poyntingovým vektorem je dána; interpretuje se podle Obr. 4-4 jako

$$\Pi = \begin{vmatrix} \mathbf{u}_x & \mathbf{u}_y & \mathbf{u}_z \\ E_x & E_y & E_z \\ H_x & H_y & H_z \end{vmatrix}, \quad (4.51)$$

$$\Pi = \mathbf{u}_x(E_y H_z - E_z H_y) + \mathbf{u}_y(E_z H_x - E_x H_z) + \mathbf{u}_z(E_x H_y - E_y H_x). \quad (4.52)$$



Obr. 4-4 Prostorové rozložení vektorů  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$  v rovině pro  $t = 0$  [13]

Komplexní vektory  $\underline{\mathbf{E}}$  i  $\underline{\mathbf{H}}$  kmitají po přímkách, vlna je proto nazývána jako lineárně polarizována. Fáze kmitů je konstantní v rovině  $x = \text{konst.}$ , proto se nazývá rovinnou. Vlna je navíc homogenní, neboť rovina konstantní amplitudy a rovina konstantní fáze je identická. Hustota energie v postupné rovinné vlně je v každém bodě i v čase rozdělena rovnoměrně mezi elektrické a magnetické pole, platí

$$\underline{w}_e = \frac{1}{2} \varepsilon \underline{\mathbf{E}}^2, \quad (4.53)$$

$$w_e(t) = \varepsilon \mathbf{E}_0^2 \sin^2(\omega t - kx), \quad (4.54)$$



$$\underline{w}_m = \frac{1}{2} \mu \underline{H}^2, \quad (4.55)$$

$$\underline{w}_m = \frac{1}{2} \mu \left( \frac{\underline{E}}{\underline{Z}_v} \right)^2, \quad (4.56)$$

$$\underline{w}_m = \frac{1}{2} \mu \underline{E}^2, \quad (4.57)$$

$$w_m = w_e, \quad (4.58)$$

Skutečnost, že Poyntingův vektor má směr shodný se směrem šíření vlny, lze interpretovat tak, že energie vyhodnocené v oblasti vlny se mění rychlostí  $v_e$ , pro kterou platí podle (4.66) vztah

$$\Pi = w v_e, \quad (4.59)$$

kde měrná energie je

$$w = w_e + w_m. \quad (4.60)$$

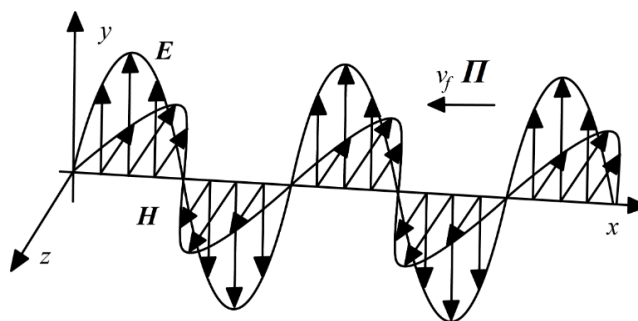
Rychlost šíření energie je pak

$$v_e = \frac{\Pi}{w}. \quad (4.61)$$

Dosažením  $\Pi$  a za  $w = 2w_e$  se lze přesvědčit, že  $v_e = v_f$ .

### Zpětná vlna v bezztrátovém prostředí

Na obr. 4-5 je naznačené rozložení veličin pro zpětnou EMG lineárně polarizovanou rovinnou vlnu. Intenzita pole v pevném bodě se opět mění s časem harmonicky. Prostorové uspořádání znázorněné na Obr. 4-5 pro čas  $t = 0$  postupuje rychlostí  $v_f$  ve směru  $-\mathbf{u}_x$ . V jejím souhlasném směru šíření je orientován i Poyntingův vektor. Výkonové a energetické poměry jsou opět stejné jak u vlny postupné [13].



Obr. 4-5 Zpětná vlna [13]

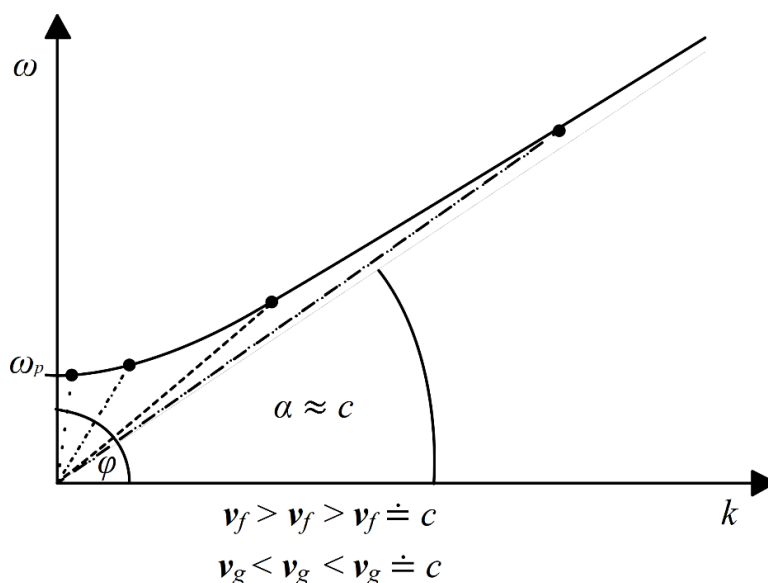
Autoři prací [37] a [38] se ve svých člancích a výzkumech zabývají bezeztrátovým přechodem mezi jednotlivými prostředími – navržením algoritmů pro modelování a numerické metody zohledňují další aspekty, nejen bezeztrátový přechod.

V případě **mezní frekvence** [12], [13] se jedná o frekvenci vlny  $f_m$ , při které vlnová délka  $\lambda$  a fázová rychlost  $v_f$  roste nade všechny meze. Pro vlny s touto frekvencí  $n$  (index lomu) klesá k nule. Vlna s mezní frekvencí  $f_m$ , jejíž grupová rychlost  $v_g$  je rovna nule, nepřenese žádnou informaci ( $\mathcal{I}$ ). Jestliže je vyslána EMG vlna s frekvencí  $f$ , resp. úhlovou frekvencí  $\omega$ , rovnou nebo nižší plazmovém úhlovém kmitočtu plazmatu,  $\omega \leq \omega_p$ , EMG vlna se na rozhraní prostředí zčásti absorbuje a zčásti odrazí (tj. pokud EMG vlna způsobí změnu pohybu části nabitých částic, například plazmatu, v blízkosti rozhraní, vykoná práci, která se zobrazí na úbytku energie EMG vlny, která se následně od rozhraní odráží) [17], [34], [36].

EMG vlna šířící se vakuem o velmi vysoké frekvenci  $f$  narazí na rozhraní vakua s plazmatem bez vnějšího magnetického pole. Pokud vlna přejde z vakua do prostředí s jinými vlastnostmi (indexem lomu), změní se fázová rychlost  $v_f$  EMG vlny, a tedy její vlnová délka  $\lambda$ , neboť frekvence  $f$  se dle přijatého modelu zachovává. Pro frekvence EMG vlny výrazně větší (minimálně o 3 a více řádů), než je plazmová frekvence  $f = 1000 \cdot f_p$ , je změna fázové rychlosti malá  $\Delta v_f$ , ale stále tam je, tj. že pro daný případ je možné aproximovat model tak, že lze považovat prostředí (homogenního materiálu, plazmatu nebo vakua) pro šíření EMG vlny za téměř identické (parametry lomu vlny na rozhraní se pro uvažovaný případ frekvence  $f$  EMG vlny téměř neliší) [17], [34], [36].

Pokud se EMG vlna šíří s nižší frekvencí, jejíž úhlová frekvence je stále ještě vyšší než plazmový úhlový kmitočet ( $\omega > \omega_p$ ), vlna projde do druhého prostředí (plazmatu). Se vzrůstem vlnové délky  $\lambda$ , souvisí také vzrůst fázové rychlosti  $v_f$  jednotlivé vlny jsou delší a vytváří se stejnou rychlostí, individuální fáze  $\varphi$  se tedy za stejný časový okamžik  $t_0$  dostane dál. Naší vlně přísluší fázová rychlost větší než  $v_{fi} > c$ , kterou vlna měla ve vakuu. Bude-li úhlová frekvence vlny stále bližší plazmové frekvenci prostředí  $\omega \approx \omega_p$ , vlnová délka vlny v plazmatu  $\lambda_p$  bude delší a delší. Spolu s vlnovou délkou poroste k nekonečným hodnotám také velikost fázové rychlosti  $v_f$ . Grupová rychlost bude klesat k  $v_g \approx 0$ , informace ( $\mathcal{I}(t) = 0$ ) nesená takovou vlnou se nepřenese [34].

Na Obr. 4-6 je disperzní relace, která charakterizuje závislost parametrů rychlostí elektromagnetických vln v uvažovaném prostředí (plazmatu).



Obr. 4-6 Disperzní relace popisující chování EMG vln v plazmatu [34]

EMG vlny s  $\omega \leq \omega_p$  se uvažovaným prostředím (plazma) nešíří. Vlny s úhlovým kmitočtem těsně nad  $\omega_p$ , mají velký úhel  $\varphi$ , a tedy i velkou rychlost  $v_f$ . Pokud se postupuje k vyšším kmitočtům  $f$  (obr.4-6), fázová rychlost  $v_f$  postupně klesá, zatímco ta grupová  $v_g$  roste. Dvojitě čerchované (nejdelší linie) označená vlna s vysokou úhlovou rychlostí  $\omega$  má úhel  $\varphi \doteq \gamma \doteq \alpha$ , a tudíž rychlosti  $v_f \doteq v_g \doteq c$ , šíří se jako ve vakuu [34].

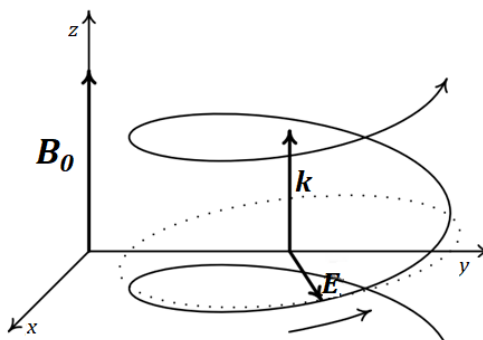
Za jakých podmínek je možné, aby prostředí (plazma) rezonovalo? Rezonance v obecném smyslu je snaha nějakého systému kmitat na větší amplitudě bez zásadních ztrát. Rezonance nastane tehdy, když je tento systém schopen zachovávat a jednoduše přelévat elektrickou a magnetickou složku (s minimem ztrát energie) mezi dvěma i více jejími podobami [39].

Na Obr. 4-7 je znázorněna EMG kruhově polarizovaná EMG vlna, která se šíří plazmatem ve směru působení magnetického pole; vlnový vektor  $\underline{k}$  je rovnoběžný s vektorem  $\underline{B}_0$ . Při pohledu po směru vnějšího magnetického pole  $\underline{B}_0$ , vlnový vektor  $\underline{k}$  vektor elektrické intenzity vlny  $\underline{E}$  opisuje kružnici po směru hodinových ručiček. Pod vlivem tohoto elektrického pole se volné elektrony plazmatu pohybují v rovinách kolmých na směr magnetického pole  $\underline{B}_0$ , a jejich trajektorie jsou vnějším polem zakřivovány také ve směru chodu hodinových ručiček. Úhlová rychlost  $\omega$  krouživých pohybů, cyklotronová frekvence, všech elektronů je dána vztahem

$$\omega_c = \frac{q_e B_0}{m_e}. \quad (4.62)$$

Pokud úhlová frekvence  $\omega$  EMG vlny z obr. 4-6 přibližuje k cyklotronové frekvenci elektronů v plazmatu, prostředí se stává pro EMG vlnu hůře průchodné. Stále větší část energie vlny využívají volné elektrony pro svůj krouživý pohyb. Parametry prostředí (vlnové číslo, index lomu, vlnová impedance  $Z_v$ ) postupně roste nade všechny

meze, fázová rychlost  $v_f$  klesá k nule, vlna se přestává šířit a nastává rezonance. Při rezonanci je vedle fázové rychlosti nulová také vlnová délka. Vlna s daným kmitočtem  $\omega$ , která nikam nepostupuje ( $v_f = 0$ ), musí mít vlnovou délku rovnu nule  $\lambda = 0$ . Při rezonanci je vlna prostředím absorbována, při mezní frekvenci se od plazmatu odráží [34].

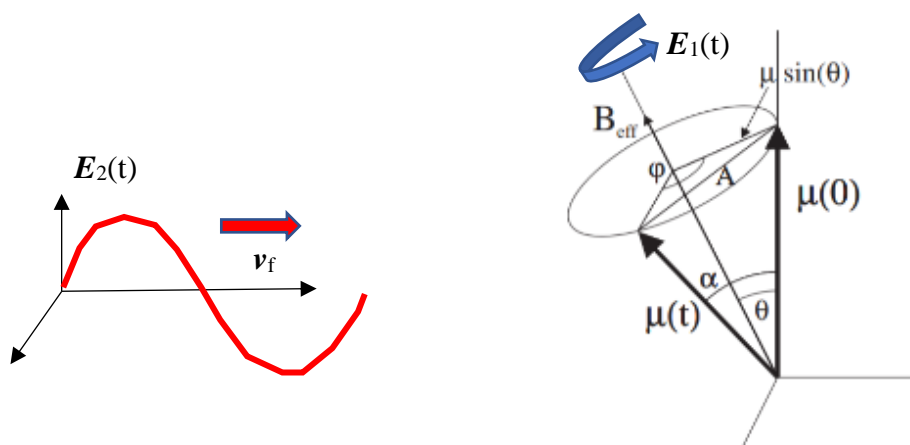


Obr. 4-7 EMG kruhově polarizovaná vlna šířící se plazmatem ve směru magnetického pole [34]

Matematicky lze klíčové parametry takto popisované vyjádřit pomocí vztahů (4.28 – 4.31). Zjednodušený nástin, obr.4-8, vlastní elektrické složky rotačního systému  $E_1(t)$  a dopadající EMG vlny složky  $E_2(t)$  na něj lze zapsat jako

$$E_1(t) = E_f(x, y, z) \cdot e^{-j(\omega_1 t + \varphi)} \cdot e^{k_1 n_1 \cdot r_1} + E_b(x, y, z) \cdot e^{+j(\omega_1 t + \varphi)} \cdot e^{k_1 n_1 \cdot r_1}, \quad (4.63)$$

$$E_2(t) = E_f(x, y, z) \cdot e^{-j(\omega_2 t + \varphi)} \cdot e^{k_2 n_2 \cdot r_2} + E_b(x, y, z) \cdot e^{+j(\omega_2 t + \varphi)} \cdot e^{k_2 n_2 \cdot r_2}. \quad (4.64)$$



Obr. 4-8 Pohyb elementárních částic v magnetickém poli

Takto lze uvažovat při interakci pronikající vnější (i vlastní) EMG vlny šířící se plazmatem a vlastním systémem elementů plazmy.

### 4.3 Fyzikální přístup k modelu plazmy a Poyntingův vektor – interpretace

Jak je uvedeno v publikaci [12], práce, potřebná k malým změnám velikosti nebo rozložení elektrického náboje a elektrického proudu je možné vyjádřit za pomoci integrálů vektorů pole přes celý prostor. Tvar těchto integrálů naznačuje, ovšem nedokazuje, předpoklad, že elektrická a magnetická energie je rozložena v poli s objemovými hustotami  $w_e, w_m$

$$w_e = \int_0^D \mathbf{E} \cdot d\mathbf{D}, \quad (4.65)$$

$$w_m = \int_0^B \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B}. \quad (4.66)$$

Odvození těchto výsledků [12], [13] bylo založeno na předpokladu tzv. vratných změn, dále se předpokládá, že pole se vytváří tak pomalu, že je lze znázornit sledem ustálených stavů (kvazistacionární, kvazistatické formulace). Je důležité určit, zda zůstávají takové výrazy pro hustotu energie (4.65) a (4.66) v platnosti, i když se veličiny pole mění libovolně rychle. Dále je zřejmé, že pokud je uvažovaný předpoklad o rozdělení energie v poli vůbec udržitelný, je nutno ke změnám intenzit pole a hustoty energie přiřadit tok výkonu ze zdroje nebo ke zdroji.

Maxwellovy rovnice byly publikovány v roce 1865 [40]. Pro ionizující záření splňuje axiomy fyziky formulace zákonitostí ve zmíněných Maxwellových rovnicích [13]. Maxwellovy rovnice v redukovaném tvaru pro ionizované prostředí mají tvar v harmonickém tvaru

$$\text{rot } \underline{\mathbf{H}} = j\omega\varepsilon_0 \underline{\mathbf{E}} + \underline{\mathbf{J}}_k, \quad (4.67)$$

$$\text{rot } \underline{\mathbf{E}} = -j\omega\mu_0 \underline{\mathbf{H}}, \quad (4.68)$$

kde  $\underline{\mathbf{J}}_k$  je harmonický tvar proudové hustoty způsobený pohybem volných elektronů. Pro vysoké frekvence platí, že těžké kladné ionty jsou málo pohyblivé a k vodivému elektrickému proudu  $I$  přispívají nepatrně. Za předpokladu, že srážky elektronů s atomy jsou zanedbatelné, je pohybová rovnice elektronu [13] zapsána ve tvaru

$$-j\omega m_e \underline{\mathbf{v}} = q_e \underline{\mathbf{E}} + q_e \mu_0 (\underline{\mathbf{v}} \times \underline{\mathbf{H}}), \quad (4.69)$$

kde  $m_e$  je hmotnost a  $q_e$  elektrický náboj elektronu,  $\underline{\mathbf{v}}$  je jeho rychlost. Při obvyklých rychlostech jsou magnetické síly zanedbatelné proti elektrickým silám. Pro harmonické pole má pak vztah tvar [13]

$$-j\omega m_e \underline{v} = q_e \underline{E} . \quad (4.70)$$

Proudová hustota  $\underline{J}_k$  je podle [13] zapsána jako

$$\underline{J}_k = Nq_e \underline{v} , \quad (4.71)$$

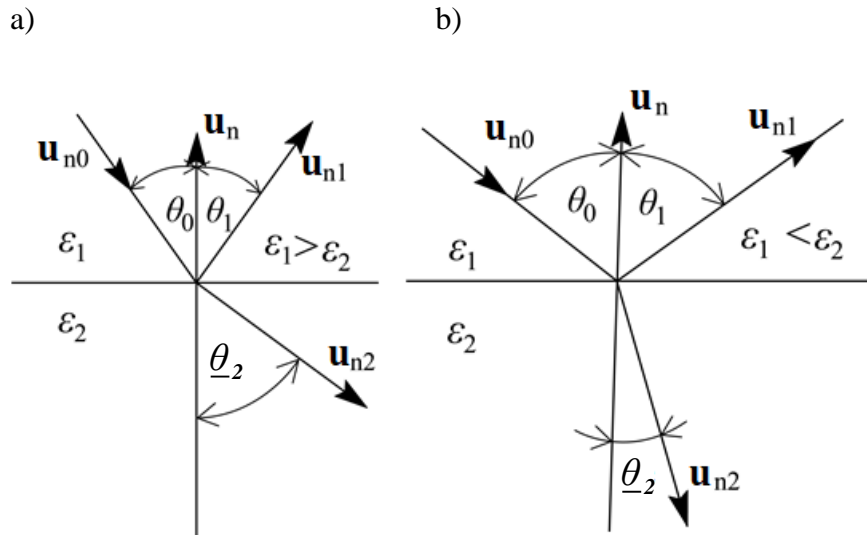
$$\underline{J}_k = -j \frac{Nq_e^2}{\omega m_e} \underline{E} . \quad (4.72)$$

#### 4.4 Snellův zákon

Snellův zákon, jako jeden z elementárních zjednodušených zákonů, popisujících šíření EMG vlny ostrého přechodu z jednoho prostředí do druhého, například rozhraní dvou dielektrik, má tvar podle [13], [36]:

$$\frac{\sin \theta_0}{\sin \underline{\theta}_2} = \frac{k_1}{k_2} , \quad (4.73)$$

kde  $\underline{\theta}_2$  je komplexní úhel prostupu, což je úhel, který svírá lomený paprsek s kolmicí dopadu  $\underline{u}_n$  [13]. Tento úhel se s rostoucí permitivitou prostředí 2 zmenšuje.

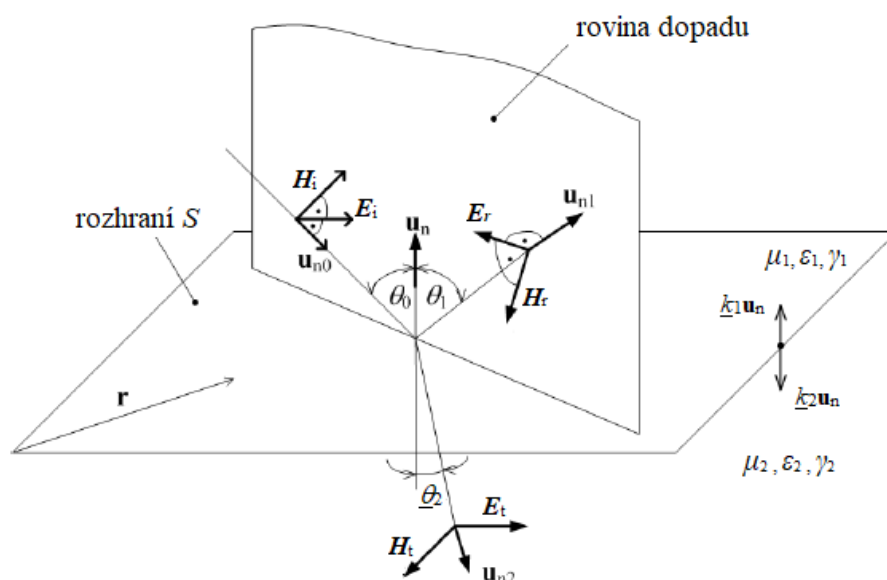


Obr. 4-9 Lom na rozhraní dvou dielektrik – obecně. Na obrázku a) je patrné, že se úhel prostupu zvětšuje, na obrázku b) je tomu právě naopak [13].

Rovina charakterizována jednotkovými vektory  $\underline{u}_n$  a  $\underline{u}_{n0}$  se nazývá rovinou dopadu. Pokračování primárního pole v prostředí 2 určují okrajové podmínky na rovině. Aby byly okrajové podmínky splněny, musí být v prostředí 1 předpokládáno odražení sekundárního pole. Fyzikálně je jasné, že primární pole způsobuje kmitavý pohyb

volných a vázaných elektrických nábojů podél rozhraní prostředí, které vyzařuje sekundární pole zpět do prostředí 1, tak do prostředí 2 [12].

V práci [36] je zmíněno, že pro výpočet úhlu lomu EMG vlny na nespojitém rozhraní dvou EMG různých prostředí pro makroskopický náhled platí vztah (4.54). Při odrazu ve ztrátovém prostředí se nacházejí hodnoty úhlu  $\underline{\theta}_2$  v oboru komplexních čísel, protože úhel  $\underline{\theta}_2$  závisí na vlnovém číslu  $\underline{k}$ , jehož hodnoty leží v komplexním oboru [36], [63].



Obr. 4-10 Odraz a lom rovinné EMG vlny [36]

Při porovnávání dvou optických prostředí o různém indexu lomu se rozlišují [25]:

1. **prostředí „opticky řidší“** (zkrácení vlny,  $\epsilon_1 < \epsilon_2$ ) – prostředí s menším indexem lomu. Při přechodu EMG vlny z prostředí „opticky řidšího“ do prostředí „opticky hustšího“ lom světla ke kolmici ( $|\underline{\theta}_2| < \theta_0$ ).
2. **prostředí „opticky hustší“** ( $\epsilon_2 < \epsilon_1$ ) – prostředí s větším indexem lomu. Při přechodu EMG vlny- světla z prostředí opticky hustšího do prostředí opticky řidšího lom světla od kolmice ( $|\underline{\theta}_2| > \theta_0$ ).

Lom ke kolmici a od kolmice v závislosti na „optické hustotě“ obou prostředí lze přiblížit pomocí analogie s vojskem, které pochoduje po suchém poli a poté plynule přejde pod určitým úhlem na rozbahněného pole (resp. opačně) [25], [41].

## 4.5 Fresnelův zákon

Fresnelovy vztahy udávají závislost intenzity odražené a prostupující vlny na vlně dopadající pro bezztrátové prostředí. Pro dielektrický materiál platí odvození z podmínek spojitosti tečných složek v rozhraní, které je psáno pomocí amplitud v rozhraní jako [12], [13]

$$\mathbf{u}_n \times (\underline{\mathbf{E}}_0 + \underline{\mathbf{E}}_1) = \mathbf{u}_n \times \underline{\mathbf{E}}_2, \quad (4.74)$$

$$\mathbf{u}_n \times (\underline{\mathbf{H}}_0 + \underline{\mathbf{H}}_1) = \mathbf{u}_n \times \underline{\mathbf{H}}_2. \quad (4.75)$$

Při odvození Snellových zákonů byla orientace komplexních vektorů  $\underline{\mathbf{E}}$  a  $\underline{\mathbf{H}}$  libovolná v rovině kolmé ke směru šíření EMG vlny. Oba vektory lze vždy rozložit na součet dvou složek – složku rovnoběžnou s rozhraním  $S$ , obr.4-10, a složku ležící v rovině dopadu. Výpočet sekundárních polí se zjednoduší, provede-li se rozbor pro každý typ samostatně [13].

Pro označení obou případů polarizace se vžily názvy, vycházející z orientace vektoru  $\mathbf{E}$  vzhledem k rovině rozhraní. V případě  $\mathbf{E} \parallel$  je polarizace horizontální, v případě  $\mathbf{H} \parallel$  (tedy  $\mathbf{E}^\perp$ ) je polarizace vertikální. V prvním případě horizontální polarizace je výsledné pole elektrické s intenzitou  $\mathbf{E}$  kolmé na směr postupu a je též nazýváno vlnou TE – transversálně (příčně) elektrickou, v druhém případě je výsledné magnetické pole s intenzitou  $\mathbf{H}$  kolmé na směr postupu a vlna je nazývána transversálně magnetickou – TM [13].

Tyto vztahy byly poprvé odvozeny v roce 1823 poněkud v méně obecném tvaru, z dynamických vlastností pružného éteru. Autoři [12] a [13] shodně udávají intenzitu odraženého a lomeného paprsku EMG vlny z pohledu zjednodušení teorie šíření EMG vlny, zahrnující majoritní parametr, směr šíření vlny a vzdálené EMG pole. Fresnelovy vztahy udávají intenzitu odraženého a lomeného paprsku z pohledu zjednodušení teorie šíření EMG vlny neboli udávají závislost intenzity odražené a prostupující vlny na vlně dopadající. Zahrnují majoritní parametr, směr šíření vlny a vzdálené EMG pole. Za předpokladu ideálního směru šíření EMG vlny a s vyloučením úplného odrazu, určitá část nepolarizovaného světla se od rozhraní prostředí odráží, zatímco zbývající část do prostředí vstupuje a lomí se z pohledu středního směru šíření EMG vlny. Hodnoty koeficientů odrazu záleží na polarizaci dopadající EMG vlny. Je rozlišována polarizace  $s$  a  $p$ . Při  $s$  polarizaci je vektor elektrické intenzity  $\mathbf{E}$  dopadající EMG vlny kolmý na rovinu dopadu, v případě  $p$  polarizace je naopak součástí této roviny. Rovinou dopadu je nazývána rovina, která obsahuje všechny tři paprsky (dopadající, lomený a odražený) [12], [17], [45].

Matematicky jsou Fresnelovy vztahy definovány následovně. Necht' jsou indexy lomu prostředí  $n_1$ ,  $n_2$  (paprsek vstupuje z prostředí o indexu lomu  $n_1$  do prostřední s indexem lomu  $n_2$ ). Dále jsou označeny postupně  $\theta_i$ ,  $\theta_r$ ,  $\theta_t$  úhly dopadu, odrazu a lomu. Platí mezi nimi Snellův zákon. Pak pro koeficienty odrazu, reflexe,  $\rho_s$ ,  $\rho_p$  platí [42]:

$$\rho_s = \left[ \frac{n_1 \cos(\theta_i) - n_2 \cos(\theta_t)}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \cos(\theta_t)} \right]^2, \quad (4.76)$$



$$\rho_s = \left[ \frac{n_1 \cos(\theta_i) - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i\right)^2}}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i\right)^2}} \right]^2, \quad (4.77)$$

$$\rho_p = \left[ \frac{n_1 \cos(\theta_t) - n_2 \cos(\theta_i)}{n_1 \cos(\theta_t) + n_2 \cos(\theta_i)} \right]^2, \quad (4.78)$$

$$\rho_p = \left[ \frac{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i\right)^2} - n_2 \cos(\theta_i)}{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i\right)^2} + n_2 \cos(\theta_i)} \right]^2. \quad (4.79)$$

Koeficienty udávají poměr intenzity  $E_r$  odraženého a  $E_f$  a dopadajícího svazku. Pokud je naopak potřeba znát, jaký tok prošel – koeficient  $\tau$  (transmise), pak je určen pro každou polarizaci vztahem

$$\tau = 1 - \rho. \quad (4.80)$$

Pokud na rozhraní prostředí dopadá EMG vlna, paprsek je pak ideálně nepolarizovaný, a celkový reflexní koeficient může být určen jako

$$\rho = \frac{\rho_s + \rho_p}{2}. \quad (4.81)$$

Zvláštním typem případu je situace, při které EMG vlna dopadá na rozhraní kolmo čili v případech, ve kterých všechny úhly  $\theta_i$ ,  $\theta_r$ ,  $\theta_t$  jsou nulové. Fresnelovy vztahy pak nezávisí na polarizaci a jsou definovány podle [42] jako

$$\rho_p = \left[ \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right]^2, \quad (4.82)$$

$$\rho_p = \rho_s, \quad (4.83)$$

$$\rho_p = \rho. \quad (4.84)$$

Disperzi vlny je možné popsat jako efekt rozdílné rychlosti šíření EMG vlny procházející prostředím. Často záleží nejen na daném prostředí, ale také na EMG vlně

samotné, na její frekvenci. Základním efektem vysvětleného tvrzení je duha. Je známo, že světlo přicházející ze Slunce je složeno z EMG vln o různém spektru frekvencí, kterým odpovídají jednotlivé barvy, jaké jsou vnímány zrakem. Pokud se šíří všechna spektra dohromady, je výsledné spektrum vnímáno jako bílé světlo. Dopadne-li světlo na vodní kapku, každá frekvence se na povrchu kapky lomí pod rozdílným úhlem. Výsledkem tohoto lomu je rozložení bílého světla na jeho jednotlivé barevné složky. Na jednom kraji duhy je červená barva s nejmenší frekvencí. S největší frekvencí fialová barva. Pořadí barev odpovídá jejich vzestupnému řazení podle jejich frekvence  $f$ , sestupnému podle vlnové délce  $\lambda$ . Ve většině případů platí, že s rostoucí frekvencí  $f$  roste index lomu  $n$  prostředí, a tedy klesá fázová rychlost vlny  $v_f$ , tzv. normální disperze. Hmotné prostředí více ovlivňuje vlny o vyšších frekvencích [12], [17], [35].

V plazmatu se vyskytuje také anomální disperze. Vlny o vyšších frekvencích procházejí prostředím rychleji a snadněji než vlny s nižšími frekvencemi. Dosadí-li se do vztahu, je odvozen index lomu

$$n = \frac{c}{v_f}, \quad (4.85)$$

a za rychlost  $v_f$  je možné dosadit vztah (4.47). Následně je závislost indexu lomu  $n$  na úhlovém kmitočtu  $\omega$ , která je nazývána disperzní relace zapsána jako

$$n = \frac{c}{\frac{\omega}{k}}, \quad (4.86)$$

$$n = \frac{ck}{\omega}, \quad (4.87)$$

kde  $k$  je vlnové číslo odpovídajícího prostředí. Příkladem disperzní relace je také kupříkladu závislost úhlové frekvence  $\omega$  na vlnovém čísle  $k$  zapsaná vztahem

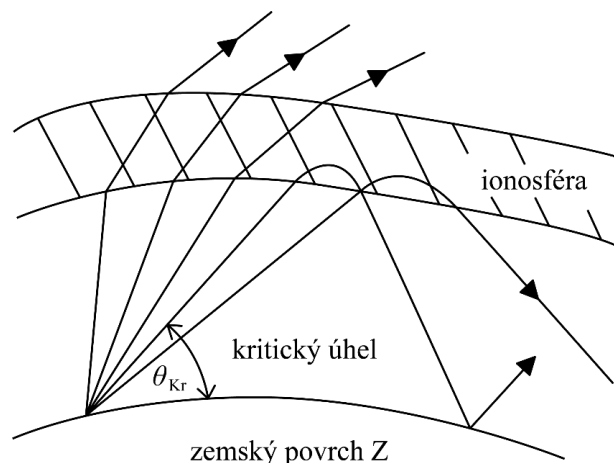
$$\omega = \frac{ck}{n}, \quad (4.88)$$

jak je například podrobně rozvedené v pracích [12], [35].

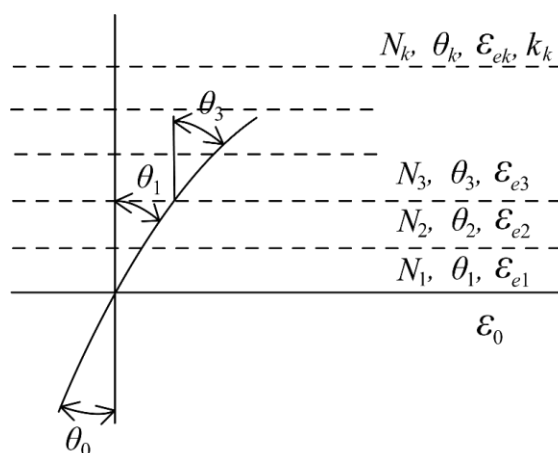
## 5. ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY V PLAZMATU

Země a složení atmosféry lze z pohledu EMG vln v rozdílných frekvenčních pásmech pojmout jako dutinový rezonátor. Jednou částí je pevný/kapalný povrch planety, charakterizované efekty odrazu EMG vln od zemského povrchu, druhý tvoří ionosféra, která se nachází ve výšce 500 – 400 km nad povrchem Země a představuje tedy ionizovaný elektricky neutrální plyn. Ten může být klasifikován jako řídké plazma. Ionizace jako taková je způsobena převážně slunečním zářením. Typická hustota elektronů je  $N = 10^{10} - 10^{12} \text{ m}^{-3}$ . Šíření EMG vlny ionosférou je schematicky ukázáno na Obr. 5-1 a 5-2 [13].

Výzkumy šíření rádiových vln v ionizovaných horních vrstvách ionosféry vyvolaly řadu zajímavých problémů. V řídkých plynech je střední volná dráha elektronů mimořádně velká a konstanta útlumu je proto nepatrná, vodivost je čistě z oboru imaginární části komplexní roviny. Elektromagnetická vlna se v prostředí s volnými elektrony šíří s minimálním nebo téměř nulovým útlumem a s fázovou rychlostí větší, než je fázová rychlost světla ve vakuu  $v_f > c$ . Při kmitočtech  $f$  nižších, než je kritický kmitočet  $f_k$  určený z  $\omega_0$ , je index lomu atmosféry ležící v oboru imaginární části komplexní roviny, a lze dokázat, že při dopadu na takovou vrstvu dochází k efektu tzv. úplnému odrazu, jak je uvedeno v následující kapitole [12]. Ionosféra má parametr nazývaný se „kritická frekvence“  $f_k$ . Ionosféra je schopna odrazit EMG vlny o frekvencích nižších, než je kritická frekvence  $f < f_k$ . Velikost kritické frekvence závisí na stupni ionizace ionosféry, a ten se mění v závislosti na denní či noční době, stupni sluneční aktivity a podobných jevech. Prakticky je využíváno tohoto jevu například v pásmu krátkých vln (KV) pozemního rádiového vysílání. Zároveň je ale kladen požadavek na nosnou frekvenci vysílání  $f_N$  co nejvyšší pro odstranění nedokonalosti modulací, šumu, šířky přenosového pásma/kanálu. To proto, že se na velké vzdálenosti nejedná o totálně bezeztrátové prostředí. Ve dne je kritická frekvence ionosféry  $f_k$  obvykle v řádech  $f_k = 50 \text{ MHz}$ , v noci pak v oblasti frekvencí  $f_k = 10 \text{ MHz}$ . Je to způsobeno tím, že ionosféra je ionizována Sluncem a radiací kosmu. Je tedy možné za jistých podmínek několikanásobného odrazu v Evropě přijímat vysílání z Antarktidy. Problémy způsobu šíření vln v ionosféře jsou ve skutečnosti složitější vzhledem k existenci zemského magnetického pole [12], [17]. Obrázky 5-1 a 5-2 demonstrují odraz EMG vlny v ionosféře.



Obr. 5-1 Odraz vlny v ionosféře [13]



Obr. 5-2 Dodatek k lomu ionosférou [13]

Změny v ionosféře mají vliv také na lidský organismus. V článcích [37] a [62] se autoři zabývají tématem změn ionosféry a jejich dopadem na lidský organismus (zejména pak její význam pro základní fungování fyziologie a nervového systému).

Pro vzduch a Zemi, mohou být použity zjednodušené zákony odrazu a prostupu EMG vlny uvedených výše.

## 5.1 Šíření elektromagnetických vln v plazmatu

V materiálu jako prostředí známého pod pojmem „plazma“, nebo čtvrté skupenství hmoty, je šíření EMG vlny specifické a je popisováno jako šíření různých druhů vln: elektromagnetické, hydromagnetické [19], elektrostatické atp. [21].

Šíří-li se EMG vlna vakuem, vektory elektrické intenzity  $\mathbf{E}$  a magnetické intenzity  $\mathbf{H}$  kmitají ve fázi  $\varphi_E = \varphi_H$  a jsou na sebe kolmé, Obr. 5-3. Fázová rychlost libovolné EMG vlny ve vakuu je rovna  $v_f = c$ . Představa EMG vlny, která se šíří vakuem a narazí na stěnu krychli studeného plazmatu (modelové plazma s částicemi o teplotě  $T = 0$  K), tj. plazma bez termického pohybu a beze srážek elektricky nabitých částic, je znázorněna na Obr. 5-3. V něm je vidět pouze elektrická složka vlny  $\mathbf{E}(t)$ , kmitající

v rovině nákresny. Magnetickou složku, kolmou na tuto rovinu, zatím není uvažována. Elektrické pole vlny na rozhraní vakua a plazmatu ovlivňuje chování elektricky nabitých částic v plazmatu. V momentě, který zachycuje Obr. 5-3, budou záporně nabitě částice polem taženy do spodní části krychle a kladně nabitě do horní (vektor intenzity elektrického pole  $E_{t0}$ , síla působící na elektrický náboj). Pro velkou hmotnost kationtů nebude pohyb kationtů uvažován. Záporně nabitě, lehké částice (elektrony) z okolí stěny se shromažďují v dolní části, ve které vzniká oblast s lokálním záporným elektrickým nábojem. V horní části oblasti, odkud záporně nabitě částice byly odebrány, vzniká elektricky nabitý prostor s relativně kladným nábojem (oblast chasma). Obě oblasti s rozdílným elektrickým nábojem budou prostředím odstíněné, a to až na jisté vzdálenosti od těchto oblastí prostorového náboje (oblast znázorněna na obr. 5-3 zeleně). Do místa s označeným bodem M, uvnitř oblasti plazmatu, se žádné externí elektrické pole dopadající vlny nedostane, plazma je odstíní. Elektricky nabitě částice uvnitř plazmatu nejsou vnější EMG vlnou ovlivněny (od určité vzdálenosti od rozhraní).

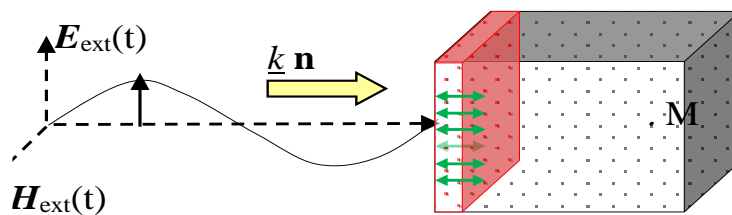
Elektrické pole EMG vlny s intenzitou  $E(t)$ , se ale v čase mění, vzhledem k prvnímu popisu stavu v okamžiku  $t_0$ ,  $E_{t0}$ . Elektricky nabitě částice v plazmatu v harmonickém případě změn intenzity  $E$  dopadající EMG vlny musí v každém časovém okamžiku  $t$  odstiňovat různě silné i orientované elektrické pole  $E(t)$ .

Má-li EMG vlna malou frekvenci  $f_w$  vzhledem k plazmové frekvenci, záporně nabitě lehké částice (elektrony) dokážou díky své pohyblivosti na takovéto změny reagovat. Dokážou se přeskupovat a stále odstiňovat měnící se elektrické intenzity vnější EMG vlny. V takovém případě EMG vlna do plazmatu nepronikne a tlumí se ve výše popsané vrstvě uvedeným způsobem. Dochází k odrazu od popsaného rozhraní zpět do prostoru (vakua).

Má-li EMG vlna dostatečně vysokou frekvenci  $f_w$ , její elektrická složka se mění příliš rychle vzhledem k pohyblivosti záporně nabitých elektrických částic, a ty nedokážou vytvářet dostatečně širokou vrstvu polarizovaného plazma. V takovém případě se EMG vlna dostává do prostoru plazmatu a šíří se jím dál. Pro každé parametry popsané plazma existuje jistá mezní frekvence  $f_k$ , při které dochází k tomuto jevu.

EMG vlny s nižší frekvencí  $f < f_k$  se od oblasti s plazmatem odrazí, plazmatem se šířit nemohou. EMG vlny s vyšší frekvencí  $f > f_k$  plazmatem prochází. Tato mezní frekvence odpovídá plazmovému kmitočtu  $\omega_p$ , který udává, jak rychle jsou elektricky záporně nabitě lehké částice (elektrony) v plazmatu schopny reagovat na změny elektrického pole (intenzity  $E(t)$ , jako síly působící na elektrický náboj  $q$ ).

Je-li ovšem potřeba popsat šíření EMG vlny v blízkém okolí Země, nesmí se zapomenout na složku magnetického pole, které kolem sebe naše planeta vytváří a které ovlivňuje šíření elektromagnetických vln (nehomogenní rozložení veličin, nelinearity atp.). Pro další úvahy je nutné objasnit modelové chování elektricky nabitých částic v magnetickém poli [25], [27], [34], [41].



Obr. 5-3 Vlna na rozhraní plazmatu

### Plazmová frekvence elektronů

Z redukované Maxwellovy rovnice

$$\text{rot } \mathbf{E} = \frac{-\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (5.1)$$

vyplývá, že bez magnetického pole se jedná vždy o podélné vlny, ty se šíří ve směru kmitání elektrické složky (což je velmi zásadní rozdíl například od EMG vln ve vakuu, kdy elektrické pole kmitá kolmo na směr šíření EMG vlny). Čím větší koncentrace záporně elektricky nabitých částic (elektronů), tím je vyšší plazmová frekvence  $f_p$ , protože tím větší bude působit síla mezi záporně a kladně nabitými částicemi. Pokud na plazma zapůsobí vnější EMG pole, zareagují nejdříve lehké částice (elektrony). Jejich poloha se vychyluje vzhledem k pozicím těžkých částic a vzniká tak elektrické pole, které elektrony přitahuje zpět. Následně setrvačností se přemístí na druhou stranu od těžiště, začnou kmitat, v porovnání s ionty kmitají na tzv. plazmovém úhlovém kmitočtu elektronů [19], [32]:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{m_e \epsilon_0}}. \quad (5.2)$$

Takové kmity jsou plazmatu nejpřirozenější a nazývají se elektronové plazmové oscilace a ty popisuje práce [60] a [66]. Z kmitů se může rozvinout EMG vlna, která se může šířit plazmatem, pak se jedná o tzv. plazmové vlny. Tyto vlny jsou schopny se šířit jen při frekvencích  $f$  vyšších, než je plazmový úhlový kmitočet elektronů. Naopak, při nižších úhlových kmitočtech elektrony přeberou energii vlny a utlumí ji. Plazmový úhlový kmitočet elektronů je oproti vlastnímu úhlovému kmitočtu iontů velmi vysoký a velmi často zasahuje až do pásem rádiových frekvencí. V plazmatu se také mohou rozvinout i nízkofrekvenční EMG vlny související s pohyby o mnoho hmotnějších a pomalejších (těžších) iontů. Takové vlny odpovídají zvukovým vlnám. Typický kmitočet je plazmový úhlový kmitočet iontů [31]

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i q_i^2}{m_i \epsilon_0}}. \quad (5.3)$$

EMG vlny procházející plazmatem jsou silně ovlivněny magnetickým polem, šíří se v mnoha modech. Vlnoplochy jsou deformovány tak, že se vlny dominantně šíří buď podél pole, nebo kolmo na pole (některé mody jsou anizotropní). EMG vlny mohou plazmatem procházet, nebo být generovány či absorbovány pohyby elektronů přímo v plazmatu. Jiná skladba vln je vnímána při pohledu podél pole, a jiná při pohledu kolmo na pole. Kolmo na pole je pozorována především řádná a mimořádná vlna. Řádná vlna (tzv. „O vlna“) je jedinou vlnou ze všech, jejíž postup plazmatem není ovlivněn magnetickým polem a její vlnoplochy jsou kulové. Řádná vlna se plazmatem šíří při frekvencích vyšších, než je plazmová frekvence elektronů. Naopak mimořádná vlna je silně ovlivněna magnetickým polem a její vlnoplocha je deformovaná. Mimořádná vlna (tzv. „X vlna“) se šíří plazmatem pouze v některých intervalech frekvencí. Tento jev poněkud připomíná anizotropní krystaly, v nichž se světlo také může šířit jako řádná a mimořádná vlna. Nicméně v krystalech je anizotropie dána vlastnostmi krystalu, v plazmatu je dána přítomností magnetického pole [31].

Při pozorování EMG vln ve směru magnetického pole jsou vidět „R“ a „L“ vlny – silně polarizované EMG vlny, jejichž rovina polarizace se stáčí buď doprava, nebo doleva (pravotočivé – P či levotočivé – L EMG vlny). Směr doprava je definován tak, že při pohledu proti mířícím siločarám se rovina polarizace stáčí proti směru pohybu hodinových ručiček. Ve stejném směru krouží kolem siločar elektrony, a pokud je frekvence jejich kroužení rovna frekvenci EMG vlny, dojde k rezonanční absorpci energie vlny elektrony a k razantnímu urychlení elektronů. R vlny vznikají v okolí blesků za bouřek nebo při magnetických bouřích v magnetosféře Země i dalších planet. Tyto vlny jsou zodpovědné za urychlování elektronů v zemské magnetosféře na vysoké energie. Takové elektrony jsou označovány jako tzv. „zabijácké elektrony“, jsou nebezpečné pro astronauty i lidskou techniku [31].

R vlny se dominantně šíří podél magnetického pole, ve směru kolmém na pole se nešíří vůbec. Existují i R vlny velmi nízkých frekvencí. – jde sice stále o EMG vlny, ale jejich frekvence odpovídají zvukovým frekvencím, takže je jejich záznam po přivedení na zvukovou kartu počítače slyšitelný. Balík R vln se podél siločar šíří s disperzí, vlny vyšší frekvence mají vyšší rychlost, takže k případnému posluchači nebo přístroji dolétnou nejdříve. Detektor tak zaznamená signál, který trvá několik sekund a jehož frekvence se postupně snižuje. Takový signál připomíná hvízdnutí, proto se těmto vlnám říká „hvizdy“ [31].

### **Elektronové plazmové oscilace a plazmové oscilace**

Existuje efekt, který může způsobit, že se plazmové oscilace šíří. Tomuto efektu se říká tepelný pohyb. Spočívá v tom, že elektrony proudící do přilehlých vrstev plazmatu svými (tepelnými) rychlostmi přinášejí informace o tom, co se děje v oblasti oscilací. Proces šíření plazmových oscilací je nazýván plazmové vlny [33].

Pokud jsou elektrony v plazmatu posunuty proti homogennímu iontovému pozadí, vytvoří se pak elektrické pole takového směru, aby obnovilo neutralitu plazmatu přitažením elektronů do jejich původní polohy. Nicméně, elektrony v důsledku své setrvačnosti „přeběhnou“ a oscilují okolo své rovnovážné polohy s charakteristickou

frekvencí. Tato oscilace je tak rychlá, že (masivní) ionty nemají čas reagovat na oscilující pole a může být považováno za pevné [33].

### **Porovnání elektronových a iontových vln**

Plazmové oscilace sice nejsou vlny, nicméně šíření plazmových oscilací je možné chápat jako (plazmové) vlny s konstantní frekvencí s odchylkami v důsledku tepelných pohybů. Oproti tomu iontové vlny jsou vlny s konstantní rychlostí a mohou se vyskytovat pouze tehdy, pokud existuje tepelný pohyb [33], [60], [66].



## 6. EFEKT TOTÁLNÍHO ODRAZU

### 6.1 Úplný odraz

Zvláštní lom EMG vlny nastává, když od (pomyslné) kolmice k ploše dochází k lomu při  $\beta = 90^\circ$ , Obr. 6-1. Tento jev je možné pozorovat například při přechodu EMG vlny pro odpovídající parametry v daném frekvenčním pásmu. S rostoucím úhlem dopadu přirozeně roste úhel lomu, při určitém úhlu  $\alpha$ , který se nazývá mezní úhel, již k lomu nedochází a vzniká tak efekt, tzv. úplný odraz. Měřením mezního úhlu lze určit parametry přestupu a v optice je to index lomu dané látky, čehož využívají přístroje zvané refraktometry [13].

Je-li posuzován efekt supravodivosti pomocí parametrů a veličin EMG pole, může se vyjádřit a popsat situace rozložení veličin EMG pole průřezem supravodiče a šířením složek měrného výkonu tak, že nevstupuje do povrchu supravodiče a netvoří ztrátový výkon. Tato situace je podobná, když nastává jev na rozhraní materiálů při totálním odrazu EMG vlny. Jedná se o jistý způsob bezztrátového šíření EMG vlny podél povrchu rozhraní materiálů – supravodič/okolí.

O úplném odrazu EMG vlny v nemagnetickém dielektriku je možné hovořit, je-li amplituda dopadající a odražené EMG vlny stejná, to je  $|\rho_{E,H}| = 1$  a nedochází k průniku EMG vlny přes rozhraní prvního prostředí do druhého. Podmínka je splněna, pokud činitel  $\varepsilon$  pod odmocninou ve vztazích

$$\rho_E = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \cos \theta_0 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \cos \theta_0 + \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_0}}, \quad (6.1)$$

$$\rho_H = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \cos \theta_0 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_0}}{\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \cos \theta_0 + \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_0}}, \quad (6.2)$$

nabývá hodnot v imaginární množině čísel. Tyto výrazy je možné vyjádřit podílem komplexně sdružených čísel [13]

$$\xi = \sqrt{\frac{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cos \theta_0}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}}. \quad (6.3)$$

$$-\eta^2 = 1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_0 \leq 0, \quad \eta > 0, \quad (6.4)$$

$$\rho = \frac{\xi - j\eta}{\xi + j\eta}, \quad (6.5)$$

$$\rho = e^{-j2\arctg \frac{\eta}{\xi}}, \quad (6.6)$$

$$\rho = 1e^{-j2\psi}. \quad (6.7)$$

Z podmínky (6.5 – 6.7) se vyjádří mezní úhel, při kterém nastává totální odraz (to znamená pro kritický úhel  $\theta_{0K}$ ) [13]

$$\sin \theta_{0K} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}. \quad (6.8)$$

Podmínkou odrazu EMG vlny je  $\theta_0 \geq \theta_{0K}$ . Úhel  $\theta_0$  je reálný, proto je  $\sin \theta_0 \leq 1$  a z (6.3), (6.4) a z (6.5 – 6.7)  $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$ . K totálnímu odrazu tedy dojde při průchodu EMG vlny do prostředí s menší permitivitou  $\varepsilon$ . V prvním prostředí interferují postupná a odražená vlna o stejné amplitudě, ve druhém je pole složitější. Ze Snellova zákona následně vyjde přímo úhel lomu [13]

$$\sin \theta_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \sin \theta_0, \quad (6.9)$$

$$\sin \theta_2 = a \geq 1. \quad (6.10)$$

Ze vztahů (6.9) a (6.10) je patrné, že pronikající EMG vlna je směrem do prostředí 2 exponenciálně tlumená nejen v závislosti na parametrech prostředí  $\varepsilon$ , ale i na kmitočtu  $f$  a úhlu dopadu  $\theta$ . V prostředí 2 je EMG vlna nehomogenní, postupující ve směru osy  $z$  fázovou rychlostí  $v_f$  v závislosti na úhlu dopadu  $\theta$  [13].

$$v_{f2} = \frac{\omega}{k_1' z}. \quad (6.11)$$

Pro ztrátové prostředí jsou vztahy upraveny dále

$$k' = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} + \sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}}, \quad (6.12)$$

$$v_{f2} = \frac{\omega}{\left( \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} + \sqrt{\frac{\omega \mu_1 \gamma_1}{2}} \right) \sin \theta_0} . \quad (6.13)$$

Pro bezetrátové prostředí

$$v_{f2} = \frac{1}{\sin \theta_0 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}} , \quad (6.13)$$

$$v_{f2} = \frac{v_{f1}}{\sin \theta_0} . \quad (6.14)$$

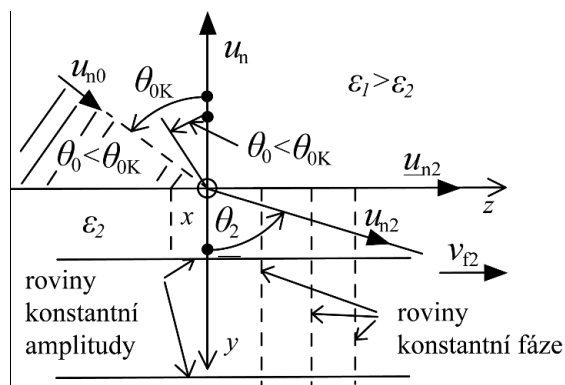
Jak je patrné z Obr. 6-1, jsou roviny konstantní fáze prostupující vlny ( $z = \text{konst.}$ ) kolmé k rovinám konstantní amplitudy ( $y = \text{konst.}$ ). Vlna je vedena podél rozhraní bez přenosu výkonu (energie) do prostředí 2, neboť reálná část Poyntingova vektoru v obou prostředích [13]

$$\underline{\Pi}_1 = (\underline{E}_i + \underline{E}_r) \times (\underline{H}_i^* + \underline{H}_r^*) , \quad (6.15)$$

$$\underline{\Pi}_2 = \underline{E}_t \times \underline{H}_t^* , \quad (6.16)$$

je orientována ve směru rozhraní, jak je naznačováno na Obr. 6-1. Šíření EMG vlny vzniklé při totálním odrazu se používá například ke konstrukci optických vlnovodů [13].

Nejjednodušším vlnovodem je rovinně neomezená deska. Uvnitř desky se šíří odrazem vlny, jejichž úhel je  $\theta_0 > \theta_{0K}$ . Pole uvnitř desky vznikne superpozicí postupných a odražených vln, EMG pole vně desky tvoří povrchově vedené tlumené EMG vlny. Přenos výkonu se děje ve vyznačeném směru, a to převážně uvnitř desky. Skutečný vlnovod má konečné rozměry i v příčném směru (např. tenké skleněné vlákno pro rozsah optických kmitočtů) [13].



Obr. 6-1 Vlna při totálním odrazu [13]  
Činitelé odrazu a přenosu jsou definovány jako

$$\rho = \frac{\mathbf{u}_n \cdot \mathbf{\Pi}_r}{\mathbf{u}_n \cdot \mathbf{\Pi}_i}, \quad (6.16)$$

$$\rho = \frac{E_2^2}{E_0^2}, \quad (6.17)$$

$$\tau = \frac{\mathbf{u}_n \cdot \mathbf{\Pi}_t}{\mathbf{u}_n \cdot \mathbf{\Pi}_i}, \quad (6.18)$$

$$\tau = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \frac{E_1^2}{E_0^2}. \quad (6.19)$$

Protože platí, že  $\rho + \tau = 1$ , tak zároveň platí

$$\frac{a - jb}{a + jb} = e^{-j}, \quad (6.20)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{b}{a}, \quad (6.21)$$

je potom

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_{\perp}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_0 - n_{21}^2}}{\cos \theta_0}, \quad (6.22)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_{\parallel}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_0 - n_{21}^2}}{\cos \theta_0}. \quad (6.23)$$

Předpokládá se, že dopadající vlna je lineárně polarizovaná ve směru, který není ani rovnoběžný ani kolmý k rovině dopadu. Když je rozložena na složky, je zřejmé, že výslednou odraženou EMG vlnu tvoří superpozice dvou harmonických kmitání navzájem kolmých a s fází lišící se o

$$\delta = \delta_{\parallel} - \delta_{\perp}. \quad (6.24)$$

Odražená EMG vlna je polarizovaná elipticky, protože vedle vztahů (6.22) a (6.23) není fázový rozdíl  $\delta$  obou složek obecně nulový. Fázový rozdíl je

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\delta_{\parallel}}{2} - \operatorname{tg} \frac{\delta_{\perp}}{2}}{1 + \operatorname{tg} \frac{\delta_{\parallel}}{2} * \operatorname{tg} \frac{\delta_{\perp}}{2}}, \quad (6.25)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \theta_0 \sqrt{\sin^2 \theta_0 - n_{21}^2}}{\sin^2 \theta_0}. \quad (6.26)$$

Fázové posuny  $\delta_{\perp}$  a  $\delta_{\parallel}$  jsou oba nulové při polarizačním úhlu  $\theta_0 = \arcsin n_{21}$  a jejich fázový rozdíl je též nulový pro tečný bod dopadu  $\theta_0 = \frac{1}{2}\pi$ . Vzájemná fáze má maximální hodnotu mezi těmito mezemi pro úhel, který je určen tak, že derivaci (6.25) a (6.26) podle  $\theta_0$  se položí rovno nule. Maximum nastává pro

$$\sin \theta_0 = \frac{2n_{21}^2}{1 + n_{21}^2}, \quad (6.27)$$

což po dosazení do vztahů (6.25) a (6.26) dá

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_{\max}}{2} = \frac{1 - n_{21}^2}{2n_{21}^2}. \quad (6.28)$$

Této vlastnosti úplně odražené vlny použil Fresnel, aby tak získal kruhově polarizované světlo. Podmínkou je, aby dopadající EMG vlna byla lineárně polarizovaná ve směru, který svírá úhel  $45^\circ$  s kolmicí  $\mathbf{u}_n$  k rovině dopadu. Amplitudy intenzit  $E_{2\perp}$  a  $E_{2\parallel}$  mají pak stejnou velikost. Poměrný index lomu  $n_{21}$  a úhel dopadu  $\theta_0$  se pak nastaví tak, aby bylo  $\delta = \frac{1}{2}\pi$  nebo  $\operatorname{tg} \frac{1}{2}\delta = 1$ .

Podle vztahu (6.28) je tato podmínka splněna pouze pro  $1 - n_{21}^2 \geq 2n_{21}^2$  nebo  $n_{21} < 0,414$  nebo  $n_{12} > 2,41$ . Ve viditelné části spektra je takováto minimální velikost indexu lomu větší než u běžných průhledných látek. Fresnel překonal tuto nesnáz tím, že použil dvojího úplného odrazu na vnitřních plochách skleněného rovnoběžnostěnu s vhodným úhlem. Naproti tomu ve spektru rádiových vln může index lomu nabývat hodnot mnohem větších. Pro rozhraní vody a vzduchu je  $n_{12} = 9$ ,  $n_{12} = 0,11$ . Podmínka  $\operatorname{tg} \frac{1}{2}\delta = 1$  je splněna buď pro  $\theta_0 = 6,5$  nebo  $\theta_0 = 44,6^\circ$  [12].

## 6.2 Model vrstvených materiálů

Při analýze chování plazmatu lze přistupovat k modelu úlohy rozhraní plazmatu a okolí jako ke spojitému problému, jak bylo naznačeno výše nebo jako po částech spojitě struktuře – vrstev [38], [47], [49], [50].

Pro vrstvený systém použitím Snellova zákona jsou odvozeny výrazy, které z makroskopického hlediska vyhodnotí úhel lomu EMG vlny na diskontinuální hranici dvou elektromagneticky odlišných médií. Výše byl uveden vztah (4.82), ve

kterém  $\underline{k}$  označuje vlnové číslo s EMG vlnovými parametry šíření, vyjádřenými jako vztah (4.22), kde  $\varepsilon$  je permitivita,  $\mu$  permeabilita a  $\gamma$  vodivost média. Makroskopické charakteristiky popisující elektromagnetické vlastnosti materiálů se obecně pohybují v oboru komplexních čísel a výrazně závisí na frekvenci dopadající elektromagnetické vlny. Pro zjednodušení, ve frekvenčních oblastech s  $f > 1$  THz často se předpokládá  $\mu_r = 1$ .

Formulaci Snellova zákona lze vyjádřit ve složkách. Skutečná složka vlnového čísla tvoří úhel  $k'_{n_i}$  s normálním vektorem  $\mathbf{u}_n$  a imaginární složka vlnového čísla vytváří úhel  $k''_{n_i}$  se stejným vektorem  $\mathbf{u}_n$ . Pokud jsou okrajové podmínky a obecný Snellův zákon platné, platí vztah

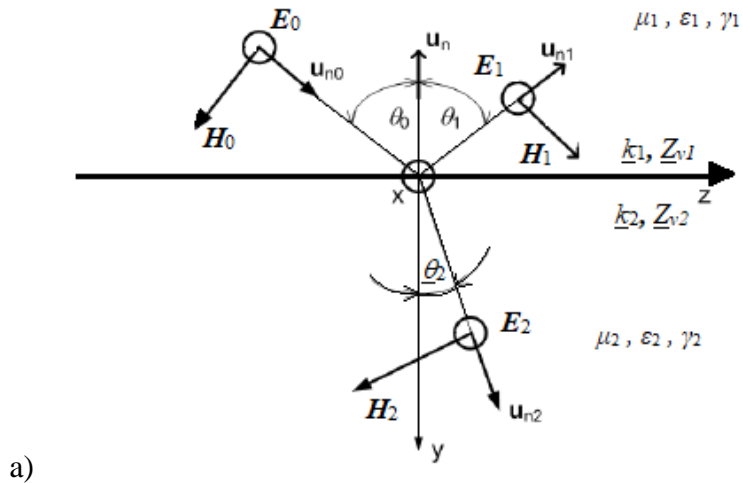
$$\underline{k}_{n_i} = k'(\mathbf{u}_n \cdot \cos \varphi + \mathbf{t} \cdot \sin \varphi) + j k''(\mathbf{u}_n \cdot \cos \nu + \mathbf{t} \cdot \sin \nu) . \quad (6.29)$$

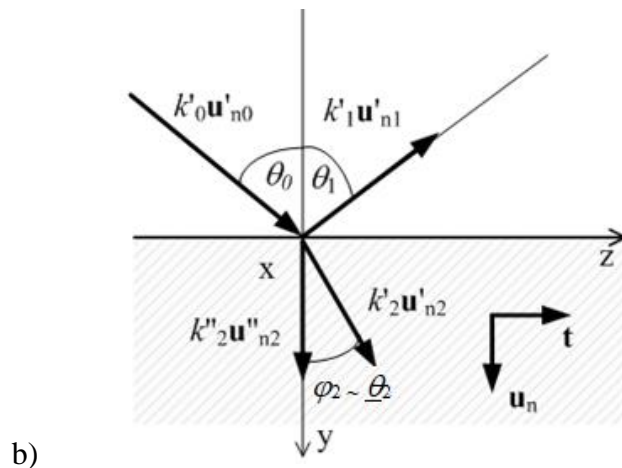
Po úpravě se získají vztahy, ve kterých je podrobně rozepsán Snellův zákon v oboru reálných proměnných

$$k'_1 \sin \varphi_1 = k'_2 \sin \varphi_2 , \quad (6.30)$$

$$k''_1 \sin \nu_1 = k''_2 \sin \nu_2 \quad (6.31)$$

kde  $k'_2$  je skutečná složka, která vytváří úhel  $\varphi_2$  s kolmicí linií na hranici, a  $k''_2$  je imaginární složka, takže úhel  $\nu_2$  s kolmou čarou na hranici,  $\nu = 0$  nebo  $\nu = \pi$ , jak je patrné z obr. 6-2 b).





Obr. 6-2 a) Odraz a lom EMG TE vlny; b) přenos konstantní fáze a amplitudy [36]

EMG vlna popsaná intenzitami a hustotami toků pro elektrickou část  $\underline{E}$ ,  $\underline{D}$  a magnetickou  $\underline{H}$ ,  $\underline{B}$  dopadající TE podle obr. 6-2 a) vycházejí ze vztahu

$$\underline{E}_i = \underline{E}_0 e^{-jk_1 \underline{u}_{n0} \cdot \underline{r}}, \quad (6.32)$$

$$\underline{H}_i = \frac{\underline{u}_{n0} \times \underline{E}_i}{Z_{v1}}. \quad (6.33)$$

Pro TE EMG vlnu je intenzita elektrického pole  $\underline{E}$  odrazu a  $\underline{E}_t$  přenosových paprsků zapsána pro komplexní tvar jako

$$\underline{E}_r = \underline{E}_1 e^{-jk_1 \underline{u}_{n1} \cdot \underline{r}}, \quad (6.34)$$

$$\underline{E}_t = \underline{E}_2 e^{-jk_2 \underline{u}_{n2} \cdot \underline{r}}, \quad (6.35)$$

$$\underline{E}_r = \frac{\mu_2 k_1 \cos \theta_0 - \mu_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_0}}{\mu_2 k_1 \cos \theta_0 + \mu_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_0}} \underline{E}_0 \cdot e^{-jk_1 \underline{u}_{n1} \cdot \underline{r}}, \quad (6.36)$$

$$\underline{E}_t = \frac{2\mu_2 k_1 \cos \theta_0}{\mu_2 k_1 \cos \theta_0 + \mu_1 \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_0}} \underline{E}_0 \cdot e^{-jk_2 \underline{u}_{n2} \cdot \underline{r}}. \quad (6.37)$$

Komplexní intenzita  $\underline{E}_1$  se může vyjádřit z komplexní intenzity na hranici  $\underline{E}_0$  a koeficientu odrazu  $\rho_E$ , komplexní intenzita  $\underline{E}_2$  se získá obdobně z komplexní intenzity na hranici  $\underline{E}_0$  a koeficientu přenosu  $\tau_E$

$$\underline{E}_1 = \rho_E \underline{E}_0, \quad (6.38)$$

$$\underline{E}_2 = \tau_E \underline{E}_0. \quad (6.39)$$

Magnetické složky popsané komplexními vektory  $\underline{H}_0$ ,  $\underline{H}_1$ ,  $\underline{H}_2$  se získávají ze složek elektrických intenzit  $\underline{E}_0$ ,  $\underline{E}_1$ ,  $\underline{E}_2$  a vlnové impedance  $\underline{Z}_{v1}$ ,  $\underline{Z}_{v2}$ :

$$\underline{H}_0 = \frac{\mathbf{u}_{n0} \times \underline{E}_0}{\underline{Z}_{v1}}, \quad (6.40)$$

$$\underline{H}_1 = \frac{\mathbf{u}_{n1} \times \underline{E}_1}{\underline{Z}_{v1}}, \quad (6.41)$$

$$\underline{H}_2 = \frac{\mathbf{u}_{n2} \times \underline{E}_2}{\underline{Z}_{v2}}. \quad (6.42)$$

Koeficient odrazu  $\rho_E$  a přenosový faktor  $\tau_E$  pomocí vlnové impedance  $\underline{Z}_{v1}$ ,  $\underline{Z}_{v2}$  se vyhodnocují takto:

$$\rho_E = \frac{\underline{E}_1}{\underline{E}_0}, \quad (6.43)$$

$$\rho_E = \frac{Z_{v2} \cos \theta_1 - Z_{v1} \cos \theta_2}{Z_{v2} \cos \theta_1 + Z_{v1} \cos \theta_2}, \quad (6.43)$$

$$\tau_E = \frac{\underline{E}_2}{\underline{E}_0}, \quad (6.44)$$

$$\tau_E = \frac{2Z_{v2} \cos \theta_1}{Z_{v2} \cos \theta_1 + Z_{v1} \cos \theta_2}. \quad (6.45)$$

Vztahy pro magnetické složky EMG vlny jsou

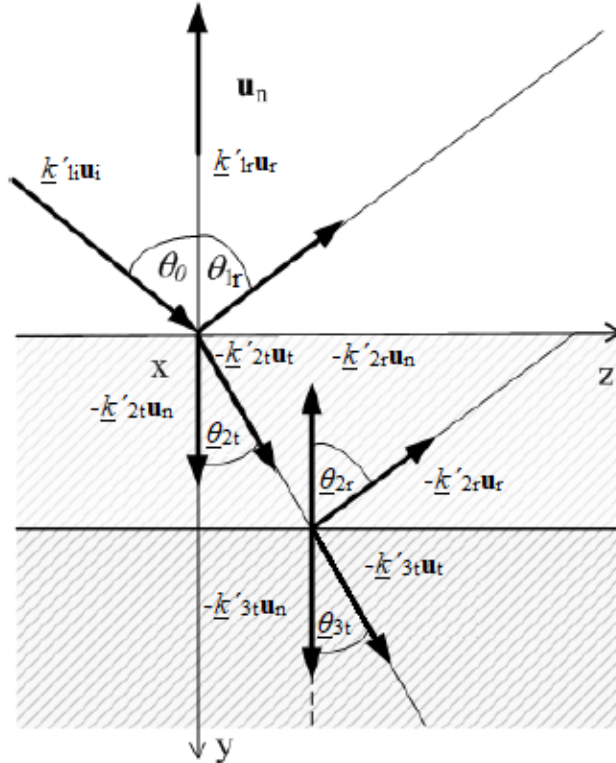
$$\underline{H}_r = \frac{\mathbf{u}_{n1} \times \underline{E}_r}{\underline{Z}_{v1}}, \quad (6.46)$$

$$\underline{H}_t = \frac{\mathbf{u}_{n2} \times \underline{E}_t}{\underline{Z}_{v2}}, \quad (6.47)$$



$$\underline{H}_r = -\frac{\frac{\mu_2}{\mu_1} k_1 \cos \theta_0 - \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_0}}{\mu_2 \cos \theta_0 + \frac{\mu_1}{\mu_2} \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_0}} \frac{\underline{E}_0}{\omega} \cdot e^{-jk_1 \underline{u}_{n1} \cdot \underline{r}}, \quad (6.48)$$

$$\underline{H}_t = -\frac{2k_2 \cos \theta_0}{\mu_2 \cos \theta_0 + \frac{\mu_1}{\mu_2} \sqrt{k_2^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_0}} \frac{\underline{E}_0}{\omega} \cdot e^{-jk_2 \underline{u}_{n2} \cdot \underline{r}}. \quad (6.49)$$



Obr. 6-3 Rozložení složek elektromagnetických vln, počet vln a složek v závislosti na směru šíření; vyjádření konstantní fáze a amplitudy pro další vrstvu [36]

Šíření elektromagnetické vlny na dvou vrstvách, Obr. 6-3, pak ztělesňuje analogii procesu na jedné vrstvě, Obr. 6-2, jak je uvedeno ve výše uvedených vztazích (6.34 – 6.49) pro vyjádření dopadu, odraženého a prostupujícího elektrického a magnetického komponentu elektromagnetické vlny.

Pro vícevrstvé médium byl odvozen opakující se analogický postup. Odraz a lom elektrické složky vyjádřené komplexním vektorem  $\underline{E}_r$ ,  $\underline{E}_t$  intenzity EMG vlny na následující vrstvě je vyjádřen jako

$$\underline{E}_{rl} = \underline{E}_{il} \rho_{El} \cdot e^{-jk_{(l+1)} \underline{u}_{nl} \cdot \underline{r}_l}, \quad (6.50)$$

$$\underline{E}_{tl} = \underline{E}_{il} \tau_{El} \cdot e^{-jk_{(l+1)} \underline{u}_{nl} \cdot \underline{r}_l} \quad (6.51)$$

kde komplexní vektory  $\underline{E}_{rl}$  a  $\underline{E}_{tl}$  jsou odrazové a lomové elektrické intenzity vln EMG na hraniční linii  $l$  ( $l = 1, \dots, \max$ ) podle Obr. 6-3,  $\underline{E}_{il}$  označuje maximální hodnotu intenzity elektrického pole na hraniční linii  $l$ . Magnetická složka  $\underline{H}_{r0}$ ,  $\underline{H}_{t0}$  intenzity pole EMG pro odraz na první vrstvě je

$$\underline{H}_{r0} = -\underline{H}_{i0}\rho_{H0} \cdot e^{-jk_1 \mathbf{u}_{nr0} \cdot \mathbf{r}_0}, \quad (6.52)$$

$$\underline{H}_{t0} = -\underline{H}_{i0}\tau_{H0} \cdot e^{-jk_2 \mathbf{u}_{nt0} \cdot \mathbf{r}_0}, \quad (6.53)$$

odraz a přenos složek popsany komplexními vektory  $\underline{H}_{rl}$ ,  $\underline{H}_{tl}$  intenzity magnetického pole na dalších vrstvách je psán jako

$$\underline{H}_{rl} = -\underline{H}_{il}\rho_{Hl} \cdot e^{-jk_{(l+1)} \mathbf{u}_{nrl} \cdot \mathbf{r}_l}, \quad (6.54)$$

$$\underline{H}_{tl} = -\underline{H}_{il}\tau_{Hl} \cdot e^{-jk_{(l+2)} \mathbf{u}_{ntl} \cdot \mathbf{r}_l}, \quad (6.55)$$

kde  $\underline{H}_{rl}$  a  $\underline{H}_{tl}$  jsou odrazové a přenosové magnetické složky na hranici  $l$ . Výše uvedený numerický model (6.32 – 6.55) odrazu a lomu EMG vln je použitelný v efektivní analýze využívající makroskopickou interpretaci modelu. Ten nám umožňuje transparentním způsobem hodnotit chování vrstev popsaných parametry EMG pole a nastavit tak experiment.

## 7. MODEL TRYSKY

Z pohledu plazmatu jako prostředí, ve kterém se šíří EMG vlna, existují výše popisované jevy včetně elektrické konduktivity a elektrických posuvných proudů. Ty se mohou za specifických okrajových podmínek a teplot nastavit díky ostatním parametrům tak, že mohou jednak vyhovovat stavu totálního odrazu prostředí, dále jevům šíření elektromagnetické vlny podél oblasti s plazmatem jako bezeztrátového (minimálně ztrátového) prostředí nebo specifické (až bezeztrátové) šíření elektromagnetické vlny prostorem v okolí/rozhraní plazmatu.

Cílem práce je prozkoumat tyto okrajové podmínky a nastalé stavy plazmatu, na teoretickém modelu je popsat a blíže specifikovat parametry plazmatu tak, aby vyhovovaly jednotlivým sledovaným stavům (bezeztrátové šíření EMG vlny podél plazmatu, v pevné fázi známé jako jev supravodivosti) a pak posoudit, zda nelze nastavit takové podmínky, které by ve výsledku charakterizovaly prostředí vzorku plazmatu jako materiál ve stavu bezeztrátového šíření EMG vlny nebo obdobného jevu supravodivosti.

Je navržen fyzikální a geometrický model, který pro EMG vlnu ukazuje analýzu šíření s parametry  $S$ ,  $Z$  při nastavení, jako je známé v materiálech pevné fáze, a navrženém vzorku plazmatu. Na základě analýzy se navrhne jejich experimentální ověření s identifikací analyzovaných veličin.

Navržený fyzikální model byl formulován a jsou využity jak vysokofrekvenční model (modul HFSS ANSYS [48], tak kvazistacionární EMAG ANSYS) založený na řešení úplné telegrafní rovnice, tak model redukované vlnové nebo difúzní rovnici pro kvazistacionární modely. Specifickou problematikou bude vytvoření materiálových vlastností modelu pro navržený vzorek plazmatu.

Je možné vyhodnotit parametry EMG vlny ve frekvenční oblasti takto popsaného systému pomocí impedančních  $\underline{Z}$  nebo rozptylových parametrů  $\underline{S}$ . Pomocí těchto známých a používaných parametrů je možné hodnotit analýzu testovaného modelu ve frekvenčním spektru pro nastavený počet portů. Pro dva porty platí pro rozptylové parametry v zápise s moduly

$$\underline{E}_{1b} = s_{11} \cdot \underline{E}_{1f} + s_{12} \cdot \underline{E}_{2f}, \quad (7.1)$$

$$\underline{E}_{2b} = s_{21} \cdot \underline{E}_{1f} + s_{22} \cdot \underline{E}_{2f}. \quad (7.2)$$

Z těchto rovnic lze následně definovat jednotlivé  $S$  parametry: vstupní koeficient odrazu

$$s_{11} = \underline{E}_{1b} \underline{E}_{1f}^{-1} | \underline{E}_{2f} = 0, \quad (7.3)$$

zpětný přenosový koeficient

$$s_{12} = \underline{E}_{1b} \underline{E}_{2f}^{-1} | \underline{E}_{1f} = 0, \quad (7.4)$$

přenosový koeficient

$$s_{21} = \mathbf{E}_{2b} \mathbf{E}_{1f}^{-1} | \mathbf{E}_{2f} = 0, \quad (7.5)$$

výstupní koeficient odrazu

$$s_{22} = \mathbf{E}_{2b} \mathbf{E}_{2f}^{-1} | \mathbf{E}_{1f} = 0. \quad (7.6)$$

A podobně pro impedanční parametry

$$\mathbf{E}_{1b} = z_{11} \mathbf{H}_{1f} + z_{12} \mathbf{H}_{2f}, \quad (7.7)$$

$$\mathbf{E}_{2b} = z_{21} \mathbf{H}_{1f} + z_{22} \mathbf{H}_{2f}. \quad (7.8)$$

Z těchto rovnic lze následně definovat jednotlivé **Z** parametry:  
vstupní impedance

$$z_{11} = \mathbf{E}_{1b} \mathbf{H}_{1f}^{-1} | \mathbf{H}_{2f} = 0, \quad (7.9)$$

zpětná transimpedance

$$z_{12} = \mathbf{E}_{1b} \mathbf{H}_{2f}^{-1} | \mathbf{H}_{1f} = 0, \quad (7.10)$$

transimpedance

$$z_{21} = \mathbf{E}_{2b} \mathbf{H}_{1f}^{-1} | \mathbf{H}_{2f} = 0, \quad (7.11)$$

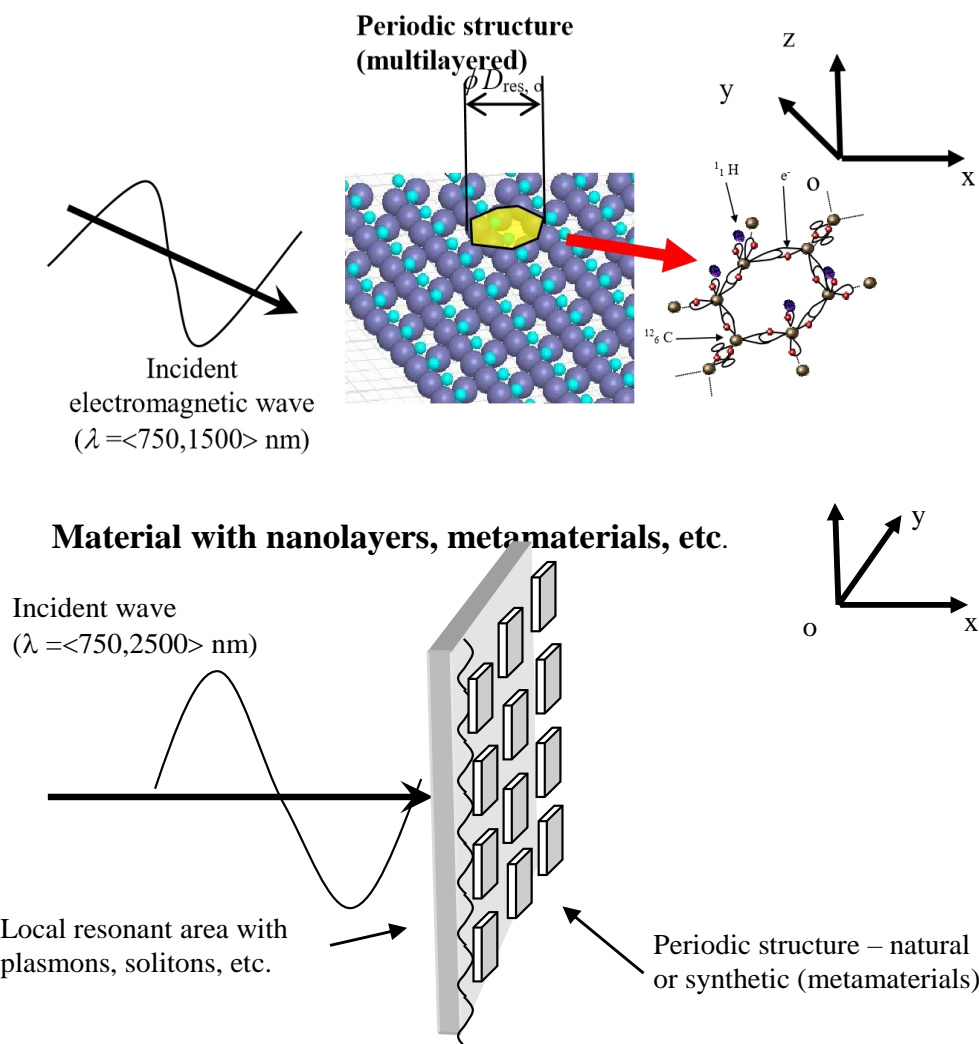
výstupní impedance

$$z_{22} = \mathbf{E}_{2b} \mathbf{H}_{2f}^{-1} | \mathbf{H}_{1f} = 0. \quad (7.12)$$

V navrženém experimentu nebyl studován fyzikální model se zahrnutím relativistického jevu při šíření EMG vlny [46].

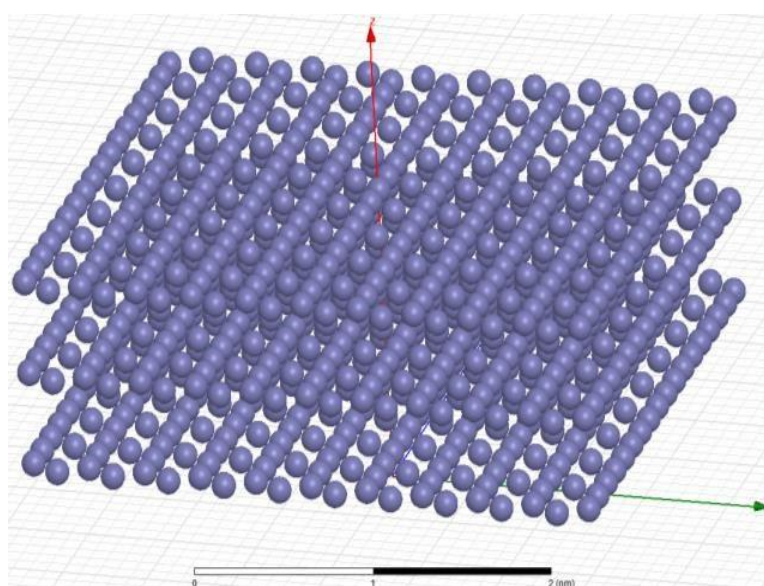
Podařilo se sestavit numerický model podle publikací [48], [47], [32] s vyhodnocením parametrů EMG pole a teploty v závislosti na způsobu šíření EMG vlny v takovém prostředí.

Numerický model vychází z relací (4.5 – 4.12), (4.18) a geometrie se bude volit od nejjednoduššího stavebního prvku – například pro organickou periodickou strukturu jako benzenové jádro, znázorněno na Obr. 7-1 a 7-2.

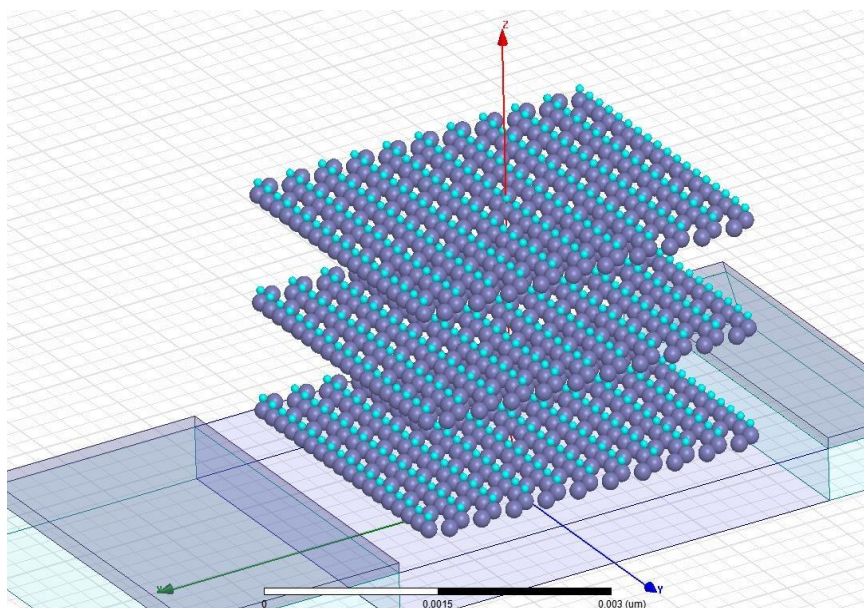


Obr. 7-1 Příklad základního geometrického uspořádání struktury prvků základní konfigurace elementů – iontů plazmatu [50]

a)



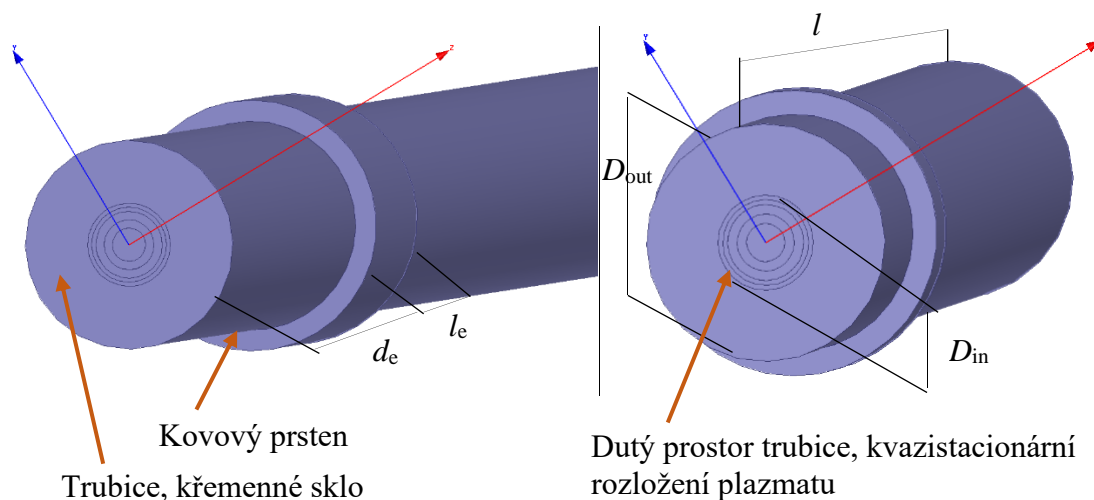
b)



Obr. 7-2 Příklad navržené geometrie a uspořádání struktury prvků pro test plazmatu [50] a) detailnější pohled, b) celistvější pohled – atomy C znázorněny šedou barvou, atomy H modrou barvou

## 7.1 Tryska pro plazmový výboj

Pro demonstraci a experimentální ověření stavu plazmového výboje s analýzou a popsáním parametrů bezeztrátového šíření plazmatu v komoře plazmového výboje byla použita jednoduchá kapilární tryška, která je znázorněna na Obr. 7-3.



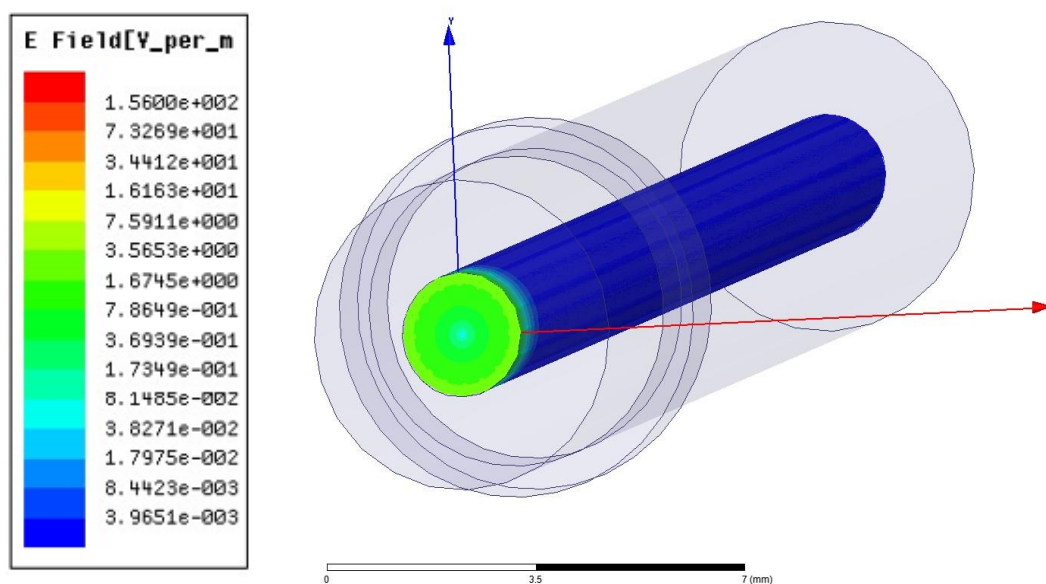
Obr. 7-3 Geometrie komory a elektrod plazmové trysky (model ANSYS HFSS)

V obrázku obr. 7-3 jsou základní rozměry, které byly voleny pro model a experiment:  $l = 150$  mm,  $l_e = 10$  mm,  $d_e = 10$  mm,  $D_{out} = 5$  mm,  $D_{in} = 2,5$  mm.

Materiál trubičky je zvolen z křemičitého skla, s vysokou čistotou ( $\text{SiO}_2$ ). Materiálový model bude zvolen pro navrženou analýzu jako makroskopicky popsáný materiál s elektrickou permitivitou  $\epsilon$ , měrnou konduktivitou  $\gamma$ , magnetickou permeabilitou  $\mu$ . Plazma uvnitř trubičky je modelovaná ve stavu kvazistacionárním, nikoliv zcela dynamickém. Pro analýzu kvantitativních veličin rozložení EMG polí je tento model vyhovující. Model z obrázku Obr. 7-3 byl tvořen materiály:

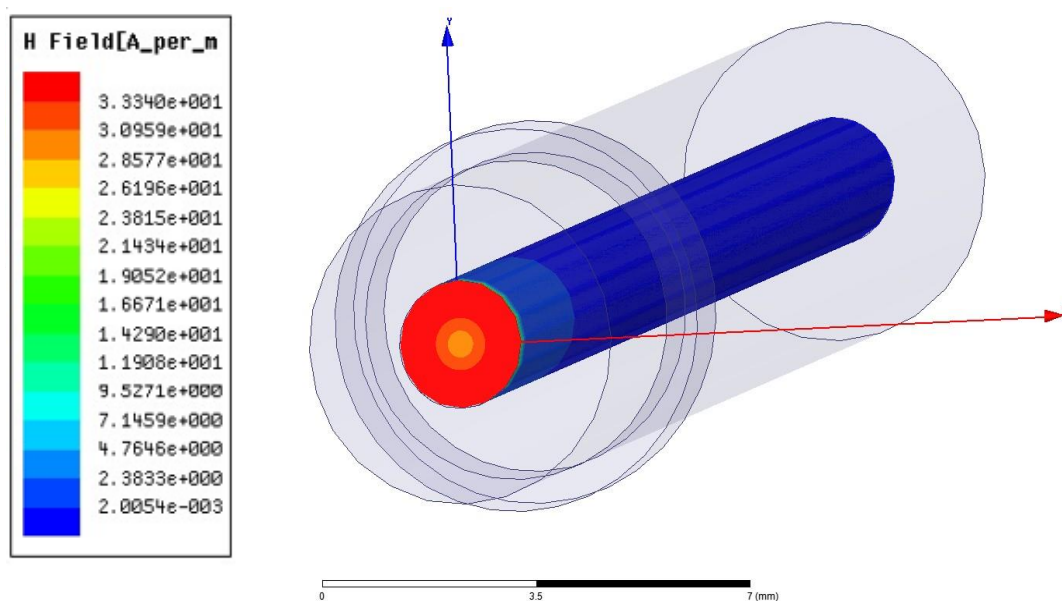
- Kovový prstenec – dural,  $\gamma = 30 \text{ MS} \cdot \text{m}^{-1}$ ,
- trubice křemičité sklo,  $\epsilon_r = 4$ ,
- plazma,  $f(r)$ ,  $\gamma = 1\text{-}1000 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$
- „vzduch“= okolí bez plazmy,  $\epsilon_r = 1$ ,  $\mu_r = 1$ .

Následují výsledky analýzy jak na základní frekvenci vybuzení plazmatu v komoře,  $f_p = 13.5 \text{ MHz}$ , Obr. 7-4, 7-5 a 7-6, tak pro očekávané spektrum frekvenčního pásma  $f_s \in <10;100> \text{ GHz}$ , Obr. 7-7, 7-8, 7-9, 7-10, 7-11, 7-12, ve kterých se nachází frekvence formující prekursor (chemické látky, které mění svou fyzikální strukturu a díky plazmatu – argon, se následně na povrchu plazmatem upravovaných vzorků skládají do požadovaných struktur). Pokud se vytvoří jak podmínky pro změnu elementů prekursoru (základem je benzenové jádro), je zajímavé v této oblasti maximálním způsobem přenést výkon od místa zapálení plazmatu – kovový kroužek do ústí plazmové komory, tedy beze ztrát (úprava vzorků probíhá v plazmatu vně trysky až za ústím plazmové komory). Pokud existuje nalezení takového pásma s dostatečnou šířkou, tato část se chová podobně jako EMG vlna při supravodivém stavu okolního prostředí. Lze analyzovat pro specifické geometrické uspořádání komory a nastavení podmínek plazmového výboje frekvenční analýzu  $S$  a  $Z$  parametrů ( $S$  – koeficient odrazu,  $Z$  – impedanční koeficient), graf 7-1a) a graf 7-1b).

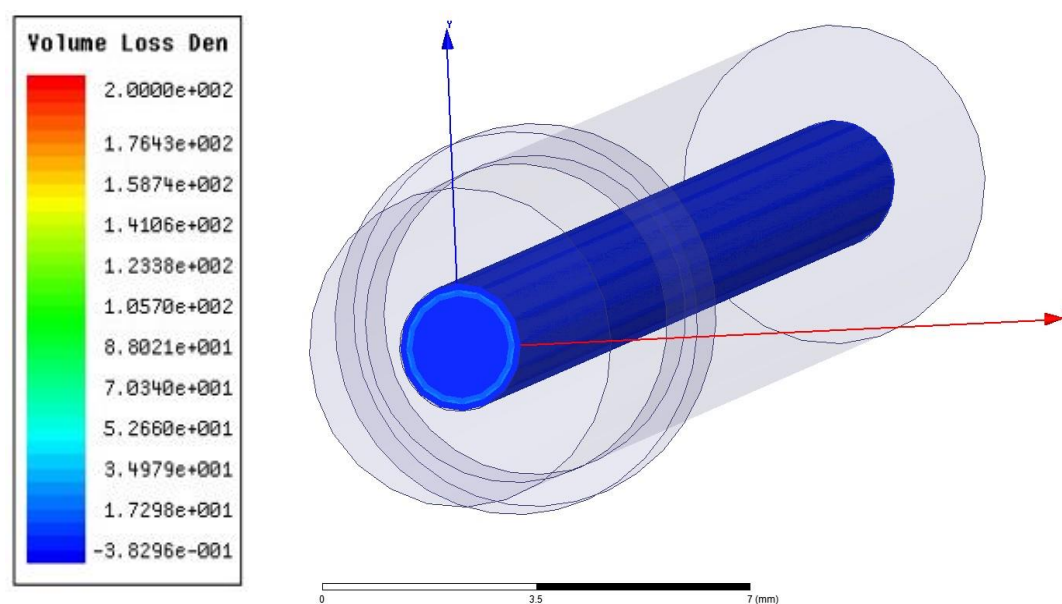


Obr. 7-4 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity elektrického pole  $E$  [ $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ ],  $f = 13.5 \text{ MHz}$



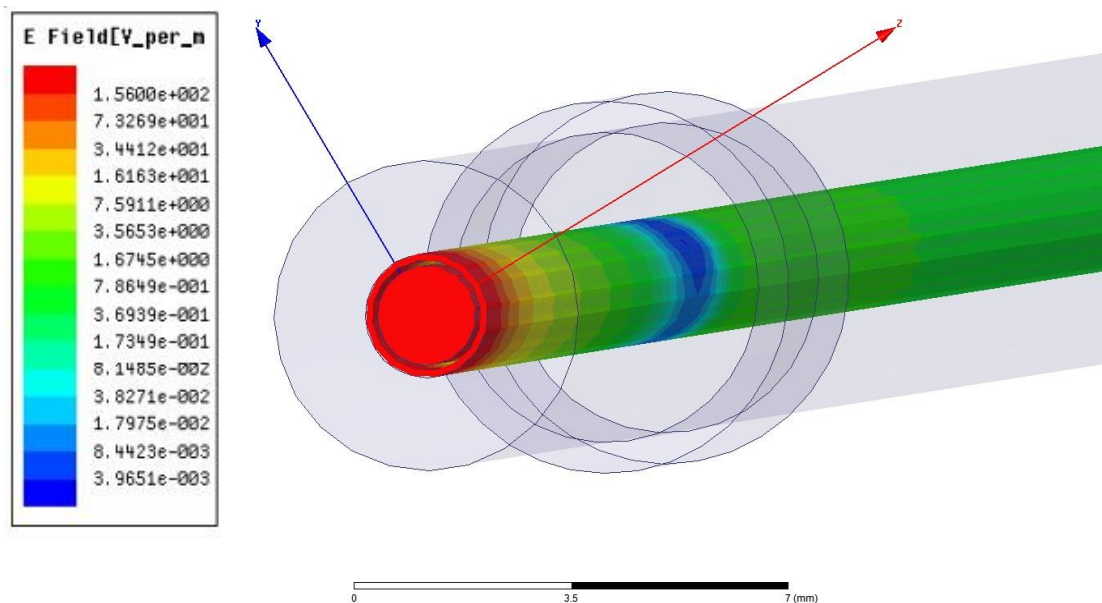


Obr. 7-5 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity magnetického pole  $H$  [ $A \cdot m^{-1}$ ],  $f = 13.5$  MHz

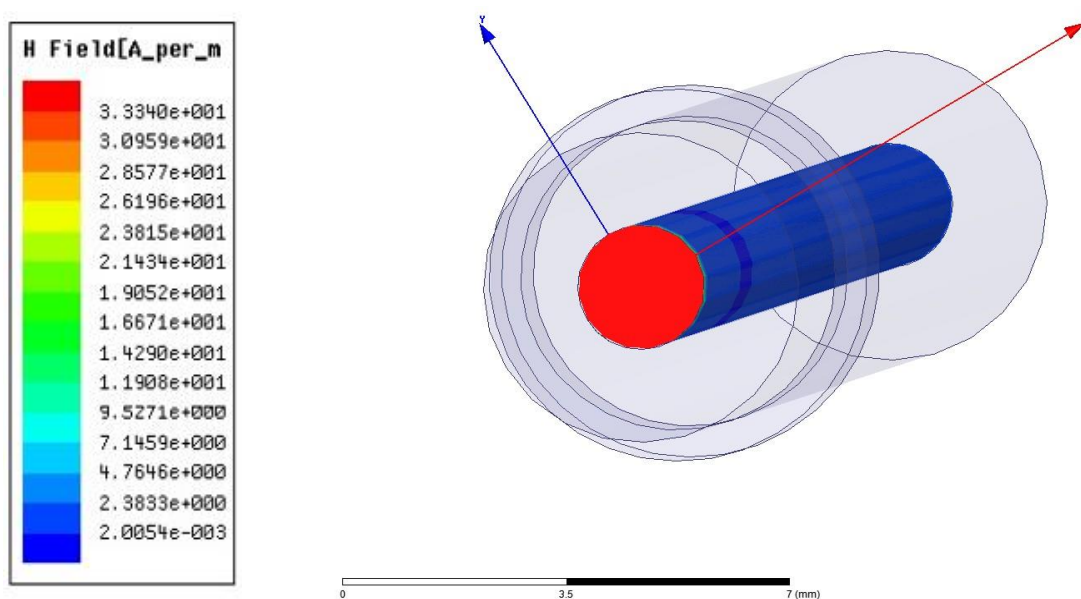


Obr. 7-6 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení objemových ztrát  $\Pi/l$  [ $W \cdot m^{-3}$ ],  $f = 13.5$  MHz

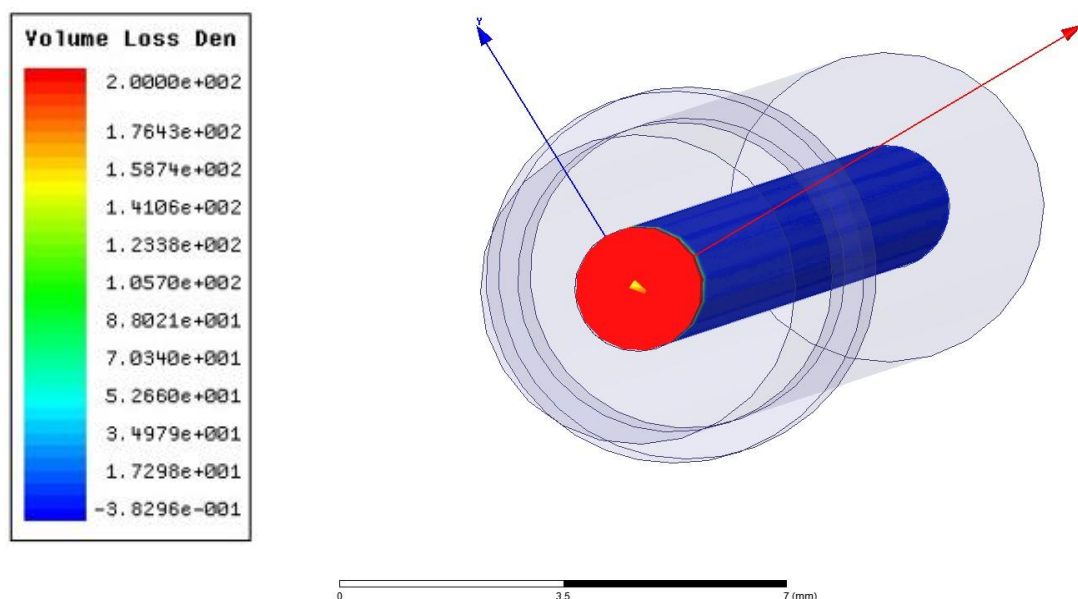




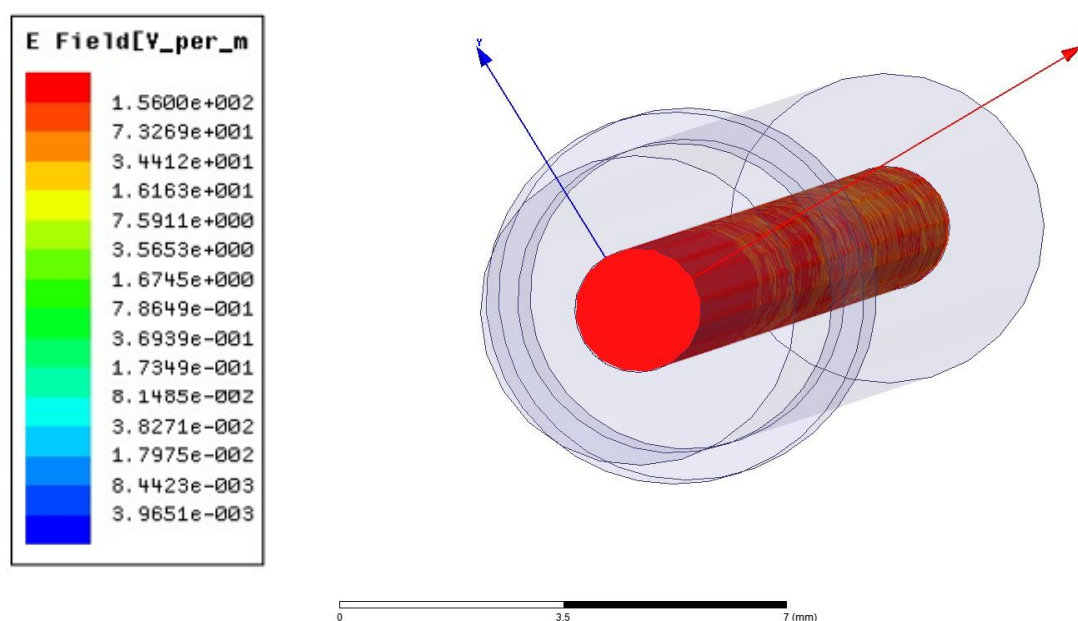
Obr. 7-7 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity elektrického pole  $E$  [ $V \cdot m^{-1}$ ],  $f = 10$  GHz



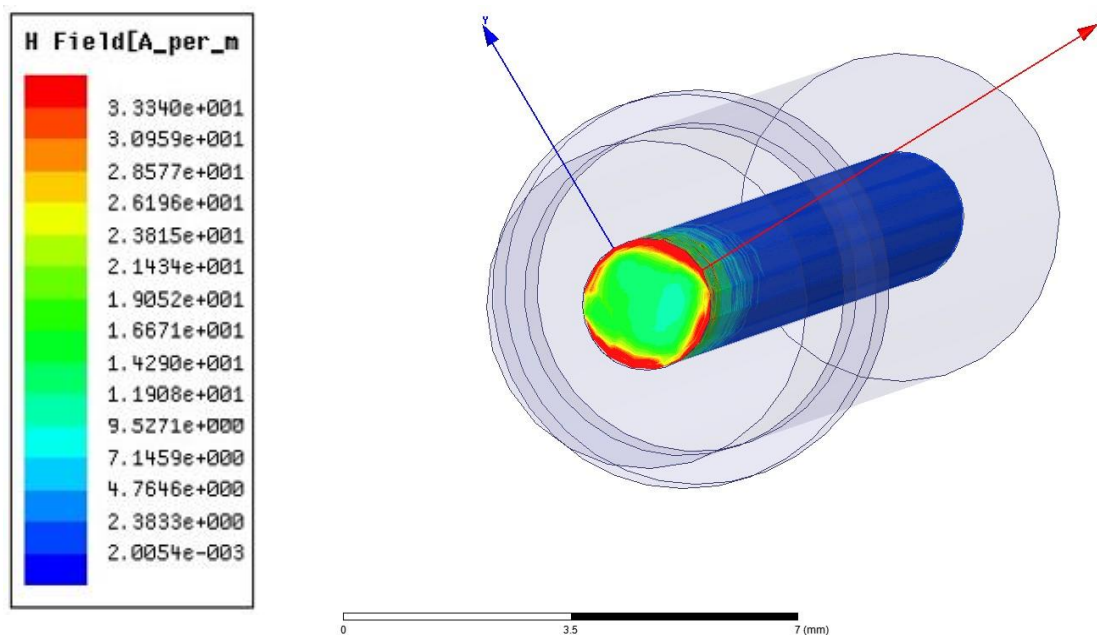
Obr.7-8 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity magnetického pole  $H$  [ $A \cdot m^{-1}$ ],  $f = 10$  GHz



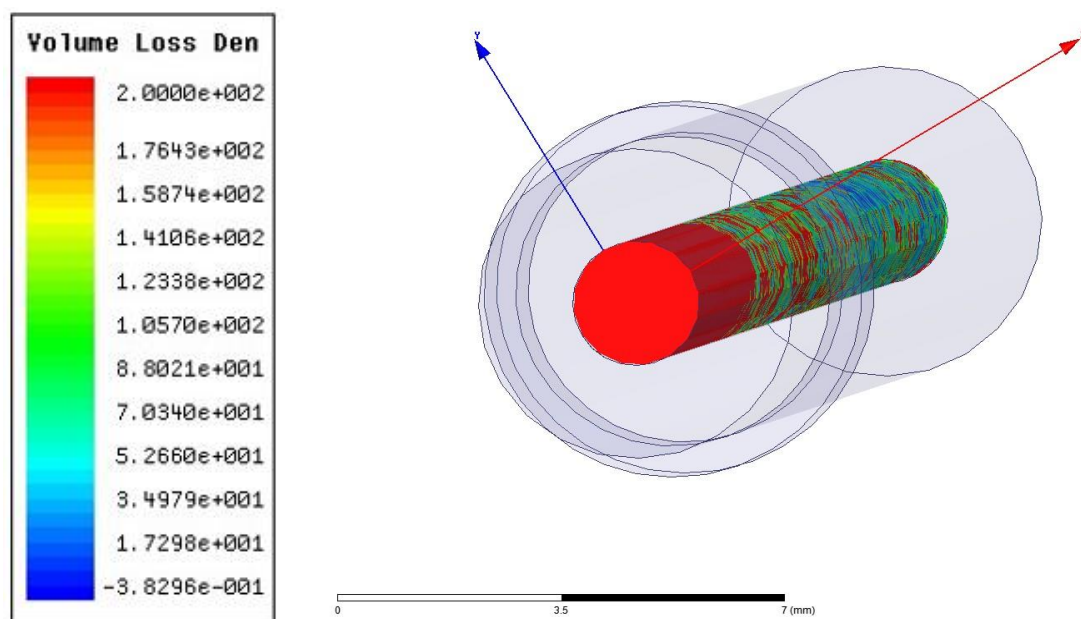
Obr. 7-9 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení objemových ztrát  $\Pi/l$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ],  $f = 10 \text{ GHz}$



Obr. 7-10 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity elektrického pole  $E$  [ $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ ],  $f = 100 \text{ GHz}$



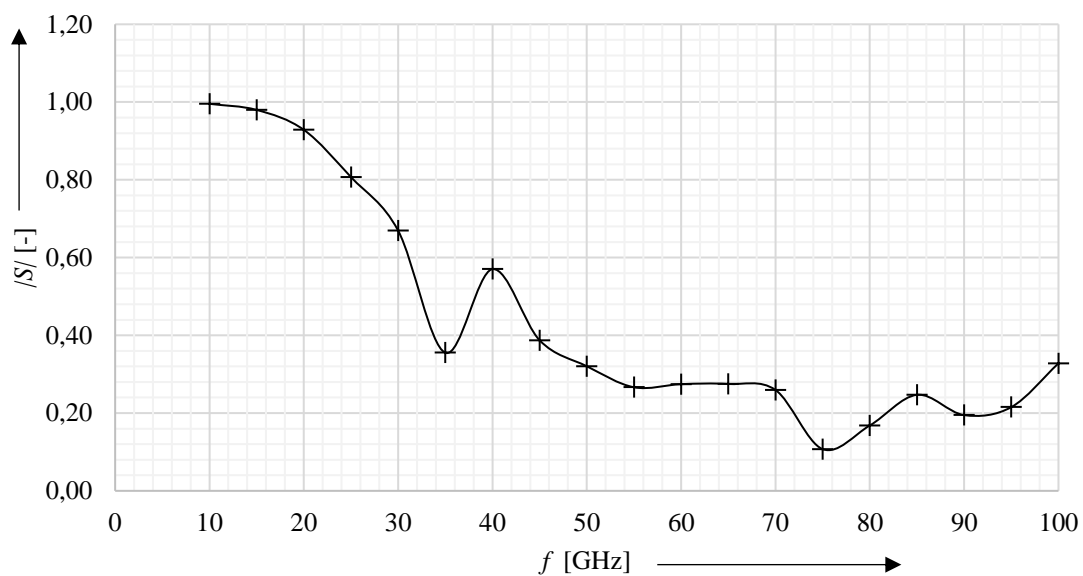
Obr. 7-11: Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity magnetického pole  $\mathbf{H}$  [ $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ ],  $f = 100 \text{ GHz}$



Obr. 7-12 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení objemových ztrát  $\mathbf{II}/l$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ],  $f = 100 \text{ GHz}$

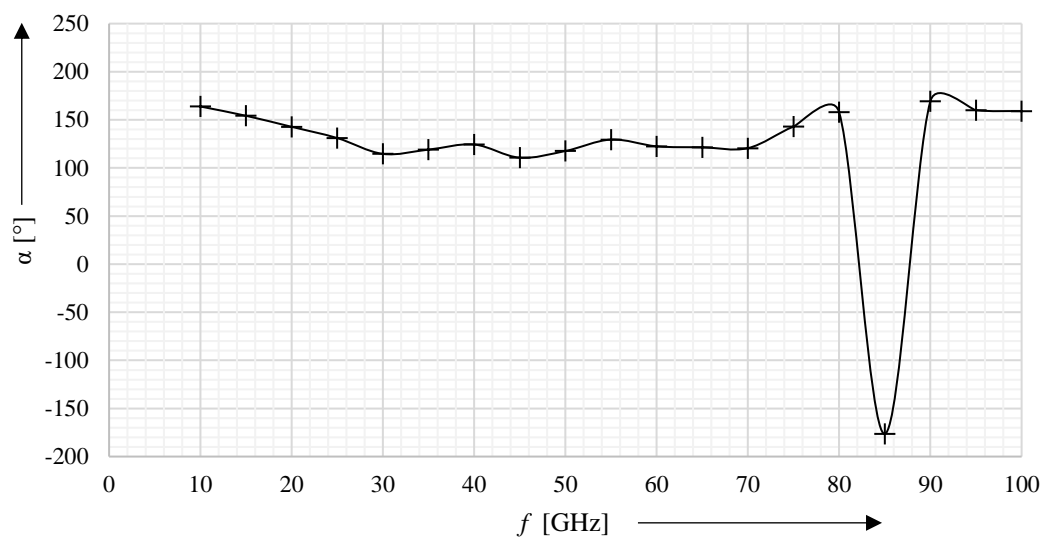
a)

### Modul parametru S11 v závislosti na frekvenci



b)

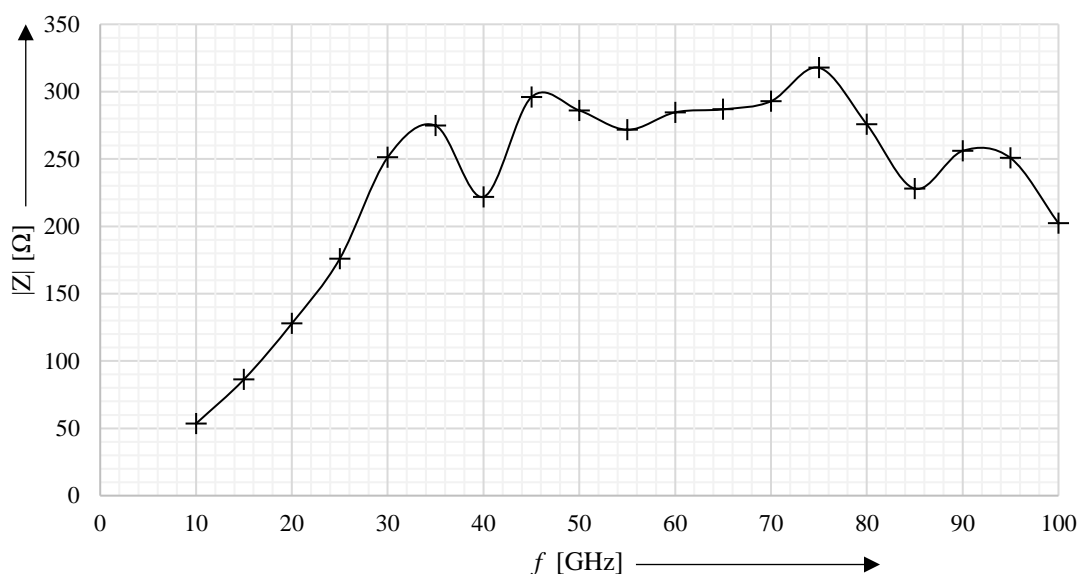
### Fáze parametru S11 v závislosti na frekvenci



Graf 7-1 – Analýza komory a elektrod plazmové trysky, S parametr,  
f = 10 - 100 GHz, a) modul S [-], b) fáze S [°]

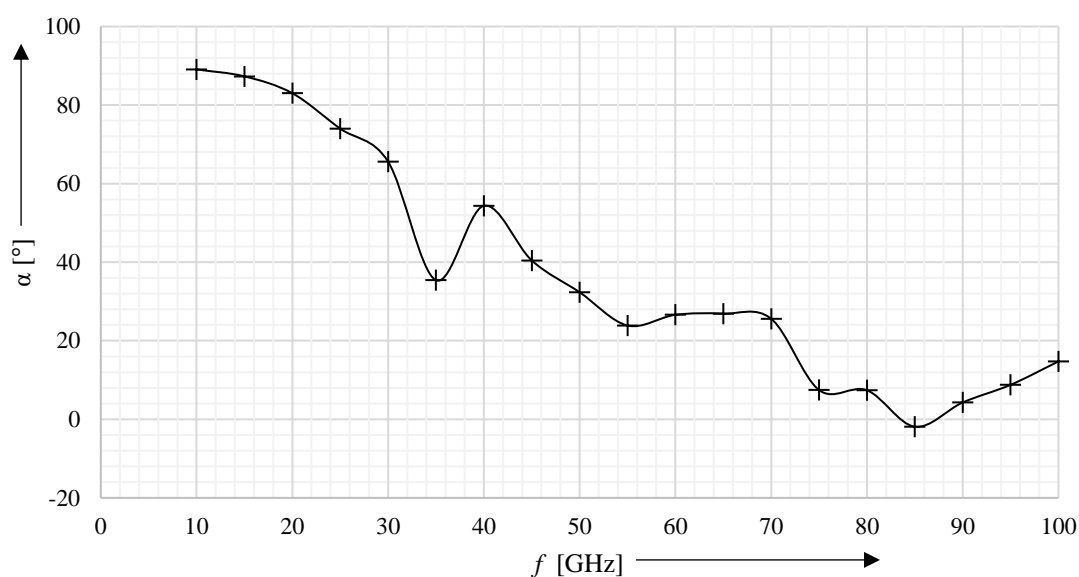
a)

### Modul parametru $Z_{11}$ v závislosti na frekvenci



b)

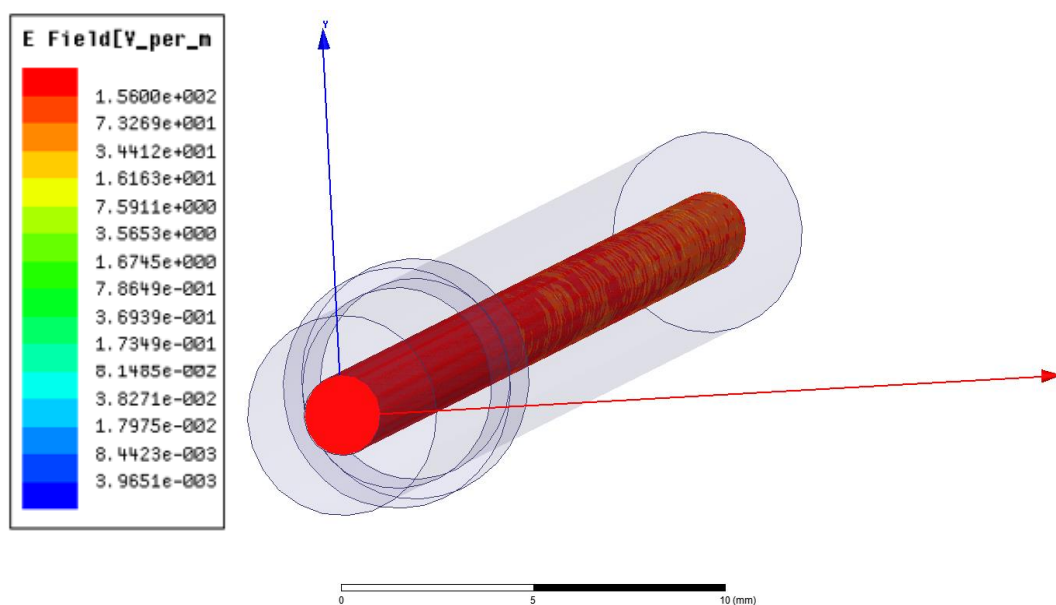
### Fáze parametru $Z_{11}$ v závislosti na frekvenci



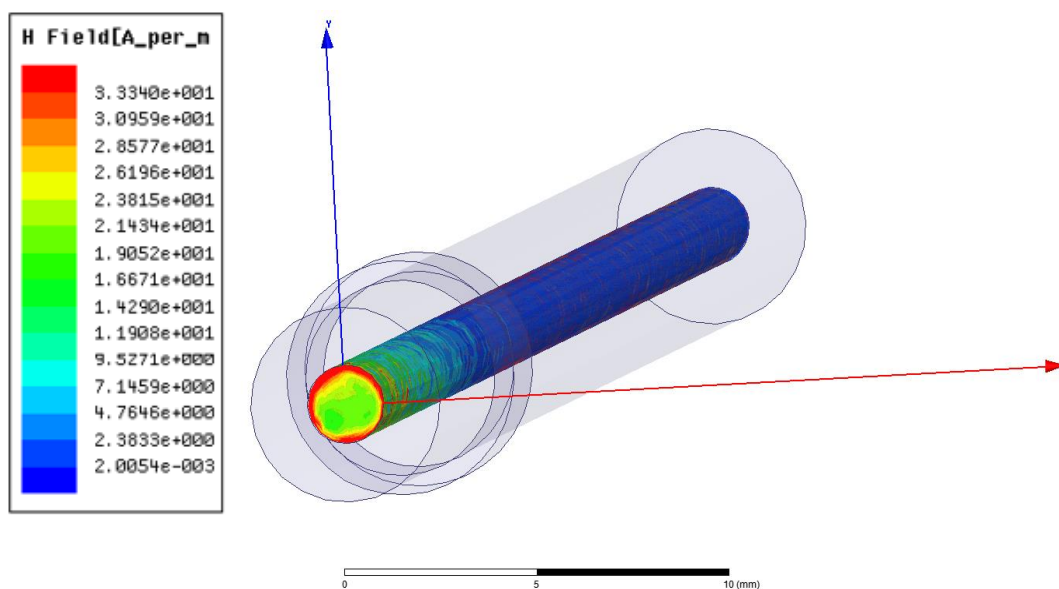
Graf 7-2 – Analýza komory a elektrod plazmové trysky,  $Z$  parametr,  
 $f = 10 - 100$  GHz, a) modul  $Z$  [Ω], b) fáze  $Z$  [°]

Podle frekvenční analýzy  $S$  a  $Z$  parametrů v grafů 7-1 a 7-2 je patrné, že pro frekvenční pásmo  $f = 75 - 85$  GHz se plazmový výboj jeví jako výboj s majoritně reálnou částí modulu  $Z$  parametru. Tedy v této frekvenční oblasti k minimálnímu odrazu

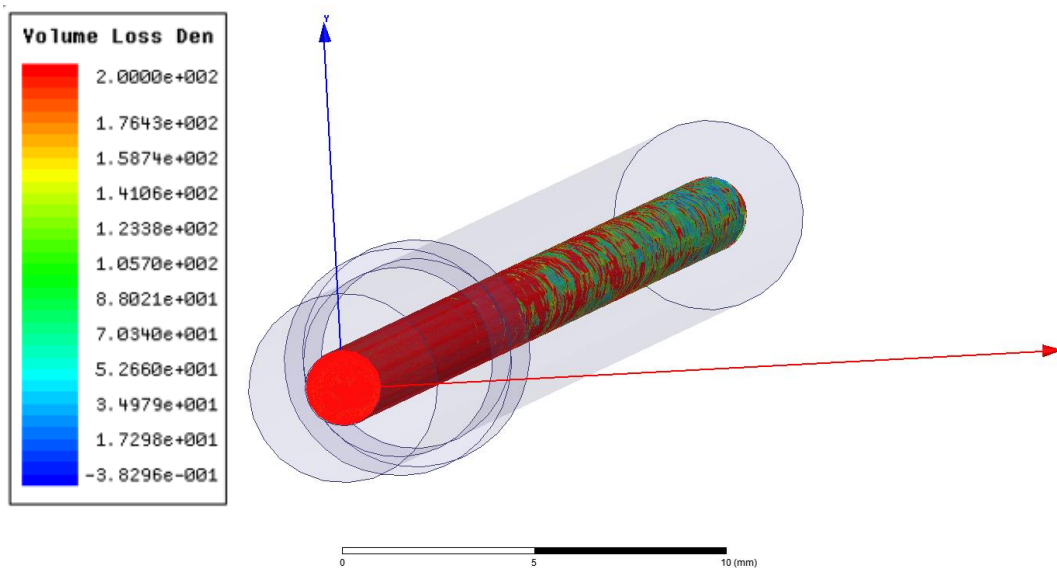
( $S_{11}$ - graf 7-1) a plazma se přenáší od části komory s kovovým kroužkem k ústí komory s minimálnímu objemovými ztrátami výkonu do okolí, vyhodnocení pro frekvenci 80 GHz, jak je znázorněno na Obr. 7-13, 7-14, 7-15.



Obr. 7-13 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity elektrického pole  $E$  [ $V \cdot m^{-1}$ ],  $f = 80$  GHz



Obr. 7-14 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení intenzity magnetického pole  $H$  [ $A \cdot m^{-1}$ ],  $f = 80$  GHz



Obr. 7-15 Analýza komory a elektrod plazmové trysky, rozložení objemových ztrát  $\Pi/l$  [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$ ],  $f = 80 \text{ GHz}$

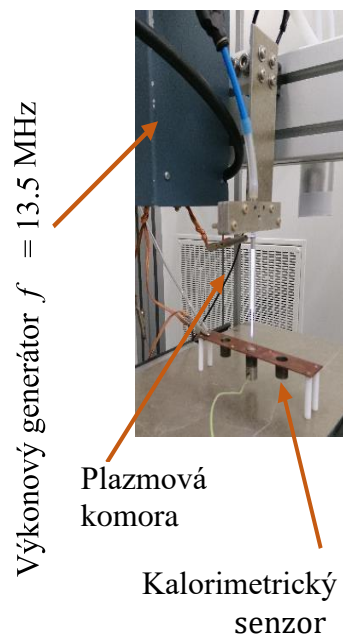
## 7.2 Experiment s tryskou pro plazmový výboj

Výše uvedená numerická analýza zvolené plazmové trysky a výboje byla experimentálně připravena v laboratořích CEITEC VUT v Brně, viz Obr. 7-16.

a)



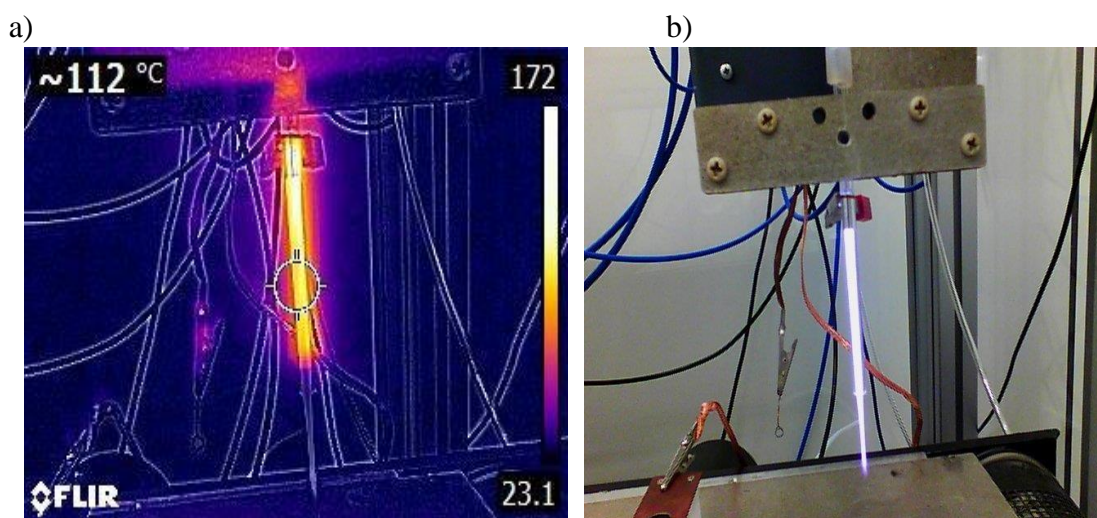
b)



Obr. 7-16 Laboratoř pro experimentální měření. Komory a) testy plazmové trysky\* [64], b) pro ujasnění uspořádání měřicího pracoviště



- a\*) Výraz čisté prostory se používá pro místnosti, ve kterých je řízená koncentrace částic, teplota a vlhkost čistého vzduchu. Základem čistých prostor je vzduchotechnika, která zajišťuje filtraci a výměnu vzduchu, chlazení, topení, a řízení relativní vlhkosti. Důležité je i hermetické uzavření takových prostor. Čisté prostory jsou dle normy rozděleny do jednotlivých tříd čistoty, které jsou určeny maximálním přípustným množstvím částic na krychlovou stopu. Na CEITECu jsou čisté prostory třídy 100 (ekvivalent ISO 5, používané především pro výrobu polovodičových obvodů) a třídu 100 000 (ekvivalent ISO 8, používané pro elektrická měření). V čistých prostorách třídy 100 je třeba celotělový oblek s kapucí a maskou, v třídě 100 000 si lze vystačit s pláštěm, speciální obuví a čepičkou.



Obr. 7-17 Snímek a) v IR spektru, kamera FLIR E8, b) kontrolní snímek ve viditelném spektru



Obr. 7-18 Snímek ve viditelné části spektra, časový okamžik snímku  $t = 125 \text{ } [\mu\text{s}]$



### Diskuse a rozbor výsledků:

Barevná stupnice, která je patrná u každého modelu trysky, a které jsou využity ve vyhodnocení numerické analýzy (Obr. 7-4 až Obr.7-15) v modelech HFSS ANSYS, znázorňují velikost modulu odpovídající veličiny v prostoru modelu. Například podle Obr. 7-11 se mohlo předpokládat, že modul intenzity magnetického pole  $H$  bude rovnoměrně rozložen v radiálním směru, nicméně plazma a jeho modelová interpretace je zde nestabilní a také intenzita magnetického pole  $H$  je podél osy  $x$  modelu rozdílná v řádech. Ke změně dochází pod „kovovým prstencem“ (Obr.7-3), který slouží jako zapalovací elektroda plazmového výboje. V prostoru radiálně do středu komory a v ose  $x$  elektrody se mění a hodnota intenzity  $H$ , snižuje se řádově k menším hodnotám.

Na frekvenci  $f = 100$  GHz dochází také k útlumu  $H$  v podélné ose  $x$  modelu. V případě Obr. 7-12 je zřejmé, že červená oblast značí vysoké objemové ztráty výkonu, a za oblastí prstence se ztráty zmenšují, zelená barva hodnot tak značí oblast s menším objemovým výkonem než oblast s červenou barvou.

Z hlediska hodnocení režimu komory, lze z grafů Graf 7-1 a Graf 7-2 najít frekvenční oblast, ve které se impedanční koeficienty pohybují v oboru reálných čísel, tedy tomu odpovídá rezonanční stav nastaveného modelovaného zařízení – trysky (fáze impedance  $Z\varphi = 0$ ). Na Obr. 7-15 jsou objemové ztráty a výkon podél celé dráhy minimálně měněny, lze z toho vyvodit, že z objemu se šíří radiálně objemové ztráty (výkon) jen minimálně a je tak přenášen výkon z místa vzniku výboje do ústí komory s minimálními ztrátami. Z testování, i z grafů, vyplývá, že pro frekvenční oblast  $f = 80$  GHz je vhodnější pro přenos výkonu po celé délky plazmového výboje, než pro frekvenci  $f = 90$  GHz.

V rámci diplomové práce proběhlo informativní měření teplotních poměrů v oblasti komory při zapáleném výboji. Byla nastavena střední hodnota emisivity pro křemenné sklo a provedeno srovnávací měření pro různé režimy vzdálenosti komory od vztažné elektrody a rozdílné konstrukce zapalovací elektrody infrakamerou Flir E8, jak je zobrazeno na Obr. 7-17, aby byly verifikovatelné modely HFSS ANSYS. Měření změn teploty podél plazmové trysky vyžaduje přesnější kalorimetrické měření, které se připravuje.

## 8. ZÁVĚR

Na základě důkladné rešerše současného stavu bylo zjištěno, že v publikacích [3], [15], [21], [51] se světoví autoři zabývají problematikou plazmatu a jeho vodivostních parametrů zasahujících k oblasti v makroskopickém pojetí známé jako supravodivost. Je mnoho autorů a vědců, kteří se zabývají fyzikou EMG vln [12], [13], [19], [52] a jejich šíření, na téma se zaměřením na plazmovou trysku bylo napsáno také několik závěrečných prací [15], [53], [54] nebo [65]. Například v článku „Langmuir Vacuum and Superconductivity“ je uvažována možnost, že v elektronově-iontovém plazmatu může existovat další možnost pro objevení se energetické mezery, která má za následek efekt známý v pevné fázi jako supravodivý stav [55]. Zajímavým tématem pro oblast zkoumání je možnost, že plazmové oscilace sekundárních nosičů náboje mohou poskytovat mechanismus pro efekty jako u supravodivosti při pokojové teplotě, která byla zmíněna v článku „Plasmons and high-temperature superconductivity in alloys of copper oxides“ [56]. Dále existují vědecké práce zvažující možnost existence supravodivého stavu i v polovodičích či v plazmatu s elektronovými dírami [57].

V předložené práci je podložena teoretická část s vazbou na předcházející výzkum pro nalezení jevů, klasifikovaných v pevné fázi jako supravodivý stav, tedy pro podmínky totálního odrazu EMG vlny v okolí plazmového výboje.

Byl navržen přístup analýzy numerického modelu pro vyhodnocení šíření EMG vlny v jednovrstvém (2D) uspořádání plazma a objemovém (3D) uspořádání plazma.

Byly navrženy materiálové modely plazma a provedeny analýzy stavů pro specifikované frekvence. V laboratoři byla navržená tryska měřena a informativně a dále přesně měřena teplota podél komory plazmového výboje.

Dílejší analýzy ukázaly, že existuje teoretické frekvenční pásmo, pro specifikovanou plazmovou komoru, ve které dochází k šíření výboje s minimem objemových Joulových ztrát. Tedy je to obdobný stav, který je známý jako jev supravodivosti v pevné fázi hmoty.

## 9. LITERATURA

- [1] HIRSCH, J.E. *Materials and mechanisms of hole superconductivity*. Physica C: Superconductivity [online]. 2012, **472**(1), 78-82. DOI: 10.1016/j.physc.2011.10.006. ISSN 09214534. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921453411004916>
- [2] JUNG, J.-K., K.W. LEE, W. LEE, Cheol Eui LEE, S.J. NOH a H.S. KIM. Oxygen and hydrogen plasma effects on the MgB<sub>2</sub> superconductivity. *Current Applied Physics* [online]. 2011, **11**(3), 555-558. DOI: 10.1016/j.cap.2010.09.015. ISSN 15671739. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1567173910003172>
- [3] AKHIEZER, A. I. a L. D. LANDAU. *Plasma electrodynamics*. [1<sup>st</sup> English ed.]. New York: Pergamon Press, 1975, 432 s. ISBN 00-801-7783-2.
- [4] GOLICK, V. A., KADYGROB, D. V., YAMPOL'SKII, V. A., A., RAKHMANOV, L., IVANOV, B. A., NORI F. Surface Josephson Plasma Waves in Layered Superconductors above the Plasma Frequency: Evidence for a Negative Index of Refraction. *Physical Review Letters* [online]. 2010, **104**(18) [cit. 2020-05-10]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.187003. ISSN 0031-9007. Dostupné z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.187003>
- [5] ALEKSEEV, V.A., POZIGUN, S.A., V.M. STRUNNIKOV, N.V. SHISHKOV, Ch. LUDWIG, F. F. BALAKIREV, H.-U. HABERMEIER a J. KUHL. The effect of high-density pulsed plasma on high-T<sub>c</sub> superconductivity: Evidence for a Negative Index of Refraction. *Physica C: Superconductivity* [online]. 1991, **185-189**(9), 505-506 [cit. 2020-05-10]. DOI: 10.1016/0921-4534(91)92055-G. ISSN 09214534. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/092145349192055G>
- [6] MÁDROVÁ, T. *Supravodivost v praxi*. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2018, 68 listů : ilustrace + 1 CD-ROM.
- [7] SKRBEK, Ladislav. *Fyzika nízkých teplot*. Praha: Matfyzpress, 2011. ISBN 978-80-7378-168-2.
- [8] ODEHNAL, Milan. *Supravodivost a jiné kvantové jevy*. Praha: Academia, 1992. Cesta k vědění (Academia). ISBN 80-200-0225-1.
- [9] JÁNOŠ, Štefan. *Fyzika nízkých teplot*. Bratislava: Alfa, 1980. Encyklopédia modernej fyziky.
- [10] GROSS, Boleslav. *Technika plazmatu*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1967. Teoretická knižnice inženýra.
- [11] KREJČÍ, Vladimír. *Plazma, čtvrté skupenství hmoty*. Praha: Orbis, 1974. Pyramida (Orbis).
- [12] STRATTON, Julius. Adams. *Electromagnetic theory*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2007. ISBN 0470131535.
- [13] DĚDEK, Libor, DĚDKOVÁ, Jarmila. *Elektromagnetismus*. Brno: VUTUM, 1998. ISBN 80-214-1106-6. Teoretická knižnice inženýra.

- [14] Mercury Superconducting Transition. *Hyperphysics* [online]. Dostupné z: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Solids/scex.html>
- [15] VÝZKUM A VÝVOJ ZKUŠEBNÍCH METOD SUPRAVODIVÝCH KABELŮ ZALOŽENÉ NA VYSOKÝCH TEPLITÁCH SUPRAVODIVÝCH ADIBORIDU MAGNESIA [online]. Moskva, 2017. Dostupné také z: [https://www.vniikp.ru/files/Diss\\_Nosov\\_AA\\_podpis.pdf](https://www.vniikp.ru/files/Diss_Nosov_AA_podpis.pdf).
- [16] TEPMPLETON, Graham. What are superconductors, and when will we all get maglev trains and unlimited electrical power? *Extremetech* [online]. 2015. Dostupné z: <https://www.extremetech.com/extreme/208651-what-is-superconductivity>
- [17] CHEN, Francis F. *Úvod do fyziky plazmatu*. 3. vyd. Praha: Academia, 1984.
- [18] GROSS, Boleslav. *Technika plazmatu: určeno pro posluchače fakulty elektrotechniky*. Brno: Vysoké učení technické, 1985.
- [19] KIKUCHI, H. *Electrohydrodynamics in dusty and dirty plasmas: gravito-electrodynamics and EHD*. Boston: Kluwer Academic Publishers, c2001. ISBN 0792368223.
- [20] CALLEBAUT, Dirk K., KIKUCHI H. *Extending the Concept of Debye Length for Chasmas*. *PIERS Online* [online]. 2008, 4(4), 405-408. DOI: 10.2529/PIERS070905125928. ISSN 1931-7360. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/268408492\\_Extending\\_the\\_Concept\\_of\\_Debye\\_Length\\_for\\_Chasmas](https://www.researchgate.net/publication/268408492_Extending_the_Concept_of_Debye_Length_for_Chasmas)
- [21] *Elektromagnitnyye volny v plazme* [online]. Moskovskiy fiziko-tekhnicheskiiy institut: Kafedra obshchey fiziki MFTI, 2019. Dostupné také z: <https://www.youtube.com/watch?v=7FC4wWJ-WKI>
- [22] SCHMIEDT, Lukáš. *Úvod do fyziky plazmatu* [online]. Dostupné z: <https://physics.mff.cuni.cz/kfpp/s4r/plazma/>
- [23] Ústav fyziky atmosféry. *Definice plazmatu* [online]. Dostupné také z: <http://www.ufa.cas.cz/html/climaero/topics/iono/definice.html>
- [24] KRÁLOVÁ, Magda. Techmania Science Centrum: Eduportál. *Plazma* [online]. Dostupné z: [edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/skopenstvi/plazma](http://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/skopenstvi/plazma)
- [25] Fyzweb - Optika. *Odraz a lom* [online]. Dostupné z: [http://fyzweb.cz/materialy/aplety\\_hwang/propagation/index.html](http://fyzweb.cz/materialy/aplety_hwang/propagation/index.html)
- [26] *Plazmová frekvence elektronů: Glosář Aldebaran* [online]. Dostupné také z: <https://www.aldebaran.cz/glossary/print.php?id=267&fbclid=IwAR0W9vN77Q5LDJF-XlAvIKLYH79CSEBBTmoI8W2TdFtchjvyqb7R5F4CV20>
- [27] HOROVÁ, Zuzana. Hvizdy. *Plazma* [online]. Dostupné z: [fyzweb.cz/materialy/hvizdy/5\\_plazma.pdf](http://fyzweb.cz/materialy/hvizdy/5_plazma.pdf)
- [28] Ústav fyziky a materiálového inženýrství UTB. *Definice plazmatu, základní charakteristiky plazmatu*. [online]. Dostupné z: [http://ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH\\_02.pdf](http://ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH_02.pdf)
- [29] DREXLER, P., FIALA, P., KLIMA, M., GESCHIEDTOVA, E. a ZAJICKOVA, L.. A Plasma Chamber: Electromagnetic Modeling and Experiments. In: *2019 PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium –*

- Spring (PIERS-Spring)* [online]. IEEE, 2019, 2019, s. 2570-2573. DOI: 10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017317. ISBN 978-1-7281-3403-1. Dostupné z: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9017317/>
- [30] ANOSOV, DV. *Encyclopaedia of Mathematics: Encyclopaedia of Mathematics*. Springer Science & Business Media, 2012. ISBN 9789401512398.
- [31] Aldebaran. *Plazmový vesmír – Vlny v plazmatu* [online]. Dostupné z: <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/plazma/waves.php>
- [32] KROUTILOVÁ, E., BĚHUNEK, I.; FIALA, P.. Numerical Model of Optimization Lead – Acid Accumulator Grids. *Studies in Computational Intelligence, Springer Berlin / Heidelberg*, 2008, roč. 2008, č. 119, s. 223-230. ISSN: 1860- 9503.
- [33] Mikrovlnná technika. *Úvod do vln v plazmatu* [online]. Dostupné z: [https://www.physics.muni.cz/~dorian/Hnilica\\_Vlny\\_v\\_plazmatu.pdf](https://www.physics.muni.cz/~dorian/Hnilica_Vlny_v_plazmatu.pdf)
- [34] HOROVÁ, Zuzana. Hvězdy. *Vlny v plazmatu s magnetickým polem* [online]. Dostupné z: [fyzweb.cz/materialy/hvizdy/7\\_elmagplazma.pdf](http://fyzweb.cz/materialy/hvizdy/7_elmagplazma.pdf)
- [35] Akademon. *Nejdelší supravodivý kabel* [online]. 2012. Dostupné z: <http://akademon.artin.cz/clanekDetail.asp?name=Nejdelsi%20supravodivy%20kabel&source=0112>
- [36] KADLEC, Radim. *Analýza elektromagnetické vlny na rozhraní heterogenního prostředí*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 84 s. Vedoucí disertační práce doc. Ing. Eva Kroutilová, Ph.D.
- [37] HANZELKA, M., DAN, J., FIALA, P., DOHNAL, P. a HOLCNER, V.. *The response of the human organism to ionospheric changes*. In: 2016 Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS) [online]. IEEE, 2016, 2016, s. 2113-2116. DOI: 10.1109/PIERS.2016.7734885. ISBN 978-1-5090-6093-1. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7734885/>
- [38] KADLEC, Radim., FIALA, Pavel. *THE RESPONSE OF LAYERED MATERIALS TO EMG WAVES FROM A PULSE SOURCE*. Progress In Electromagnetics Research M [online]. 2015, 42, 179-187. DOI: 10.2528/PIERM15042904. ISSN 1937-8726. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/282463160\\_The\\_response\\_of\\_layered\\_materials\\_to\\_EMG\\_waves\\_from\\_a\\_pulse\\_source](https://www.researchgate.net/publication/282463160_The_response_of_layered_materials_to_EMG_waves_from_a_pulse_source)
- [39] HALLIDAY, David, RESNICK Robert, WALKER Jearl, DUB, Petr, ed. *Fyzika, přepřac. vyd. Přeložil Miroslav ČERNÝ*. Brno: VUTUM, 2013. Překlady vysokoškolských učebnic. ISBN 978-80-214-4123-1.
- [40] MAXWELL, James, Clerk. *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*. 459-512, published January 1, 1865. 155. 1865. Phil. Trans. R. Soc.
- [41] *Lom (refrakce) světla:Encyklopedie fyziky* [online]. Dostupné také z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/438-lom-refrakce-svetla>
- [42] Wikipedia. *Fresnelovy rovnice* [online]. Dostupné z: [https://cs.wikipedia.org/wiki/Fresnelovy\\_rovnice](https://cs.wikipedia.org/wiki/Fresnelovy_rovnice)

- [43] TOLAR, J. Základní kurs fyziky FJFI. *Vlnění, optika a atomová fyzika* [online]. Dostupné z: <https://physics.fjfi.cvut.cz/files/predmety/02VOAF/VOAF2017.pdf>
- [44] HOROVÁ, Zuzana. Hvizdy. *Elektromagnetické vlny ve vakuu* [online]. Dostupné z: [http://fyzweb.cz/materialy/hvizdy/3\\_elmagvakuum.pdf](http://fyzweb.cz/materialy/hvizdy/3_elmagvakuum.pdf)
- [45] HOROVÁ, Zuzana. Hvizdy. *Elektromagnetické vlny v hmotném prostředí* [online]. Dostupné z: [fyzweb.cz/materialy/hvizdy/4\\_elmaghmotne.pdf](http://fyzweb.cz/materialy/hvizdy/4_elmaghmotne.pdf)
- [46] FIALA, P., BARTUŠEK, K., DĚDKOVÁ, J., DOHNAL, P. *EMG field analysis in dynamic microscopic/nanoscope models of matter*. Informatyka Automatyka Pomiary w Gospodarce i Ochronie Środowiska [online]. 2019, **9**(1), 4-10. DOI: 10.5604/01.3001.0013.0877. ISSN 2083-0157. Dostupné z: <https://ph.pollub.pl/index.php/iapgos/article/view/773>.
- [47] DREXLER, P., FIALA, P., DOHNAL, P., MARCOŇ, P.. *The Electromagnetic Properties of a Multilayered Resonant Structure Formed from Inorganic Elements*. In: *2018 Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS-Toyama)* [online]. IEEE, 2018, 2018, s. 2176-2183. DOI: 10.23919/PIERS.2018.8597705. ISBN 978-4-8855-2316-8. Dostupné z: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8597705/>
- [48] ANSYS, manuál c 1994-2019, [www.ansys.com](http://www.ansys.com), Houston, USA.
- [49] KADLEC, R.; MARCOŇ, P.; FIALA, P.; KROUTILOVÁ, E. *Response of Multilayer Materials to Electromagnetic Waves*. In *PIERS 2013 in Taipei Proceedings. Progress In Electromagnetics*. Taipei: 2013. p. 580-583. ISBN: 978-1-934142-24-0. ISSN: 1559-9450.
- [50] DREXLER, P., KADLEC, R., FIALA, P. *Modeling multilayered samples of inorganic and organic speckle structures*, 2019 Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS-Roma), Year: 2019, IEEE.
- [51] HAAR, Ter D., LANDAU, L. D.. *Collected papers of L.D. Landau*. New York: Pergamon Press, 1965, 885 s. ISBN 9781483152707.
- [52] CONSOLI, T. *Electrostatic and Electromagnetic Confinement of Plasmas and the Phenomenology of Relativistic Electron Beams* (Report on the Conference, New York, 3-7 March 1974). *Nuclear Fusion* [online]. 1974, **14**(3), 431-434. DOI: 10.1088/0029-5515/14/3/016. ISSN 0029-5515. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/241781035\\_Electrostatic\\_and\\_Electromagnetic\\_Confinement\\_of\\_Plasmas\\_and\\_the\\_Phenomenology\\_of\\_Relativistic\\_Electron\\_Beams\\_Report\\_on\\_the\\_Conference\\_New\\_York\\_3-7\\_March\\_1974](https://www.researchgate.net/publication/241781035_Electrostatic_and_Electromagnetic_Confinement_of_Plasmas_and_the_Phenomenology_of_Relativistic_Electron_Beams_Report_on_the_Conference_New_York_3-7_March_1974)
- [53] ŠTEFÁNIKOVÁ, Estera. *A study of plasma parameters in the plasma jet* [online]. Praha, 2012 Dostupné z: <https://is.cuni.cz/webapps/zzp/detail/126776/?lang=cs>. Bakalářská práce. Univerzita Karlova, Matematicko-fyzikální fakulta, Katedra fyziky povrchů a plazmatu. Vedoucí práce prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc.
- [54] ČERNÝ, Miroslav. *Analýza disperze a stability vln v kosmickém plazmatu*. Praha, 2006. Bakalářská práce. Univerzita Karlova, Matematicko-fyzikální fakulta, Katedra fyziky povrchů a plazmatu.

- [55] VEKLENKO, B. A. *Langmuir vacuum and superconductivity*. Plasma Physics Reports [online]. 2012, **38**(6), 513-519. DOI: 10.1134/S1063780X12050078. ISSN 1063-780X. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/255795283\\_Langmuir\\_vacuum\\_and\\_superconductivity](https://www.researchgate.net/publication/255795283_Langmuir_vacuum_and_superconductivity)
- [56] RUVALDS, J. *Plasmons and high-temperature superconductivity in alloys of copper oxides*. Physical Review B [online]. 1987, **35**(16), 8869-8872. DOI: 10.1103/PhysRevB.35.8869. ISSN 0163-1829. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/13348561\\_Plasmons\\_and\\_high-temperature\\_superconductivity\\_in\\_alloys\\_of\\_copper\\_oxides](https://www.researchgate.net/publication/13348561_Plasmons_and_high-temperature_superconductivity_in_alloys_of_copper_oxides)
- [57] SADYKOVA, S. P., RUKHADZE, A. A.. *The electric field of an electron in an electron-hole plasma with degenerate electrons: Possibility of formation of a superconductivity state*. Contributions to Plasma Physics [online]. 2019, **59**(6). DOI: 10.1002/ctpp.201800183. ISSN 08631042. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/333782332\\_The\\_electric\\_field\\_of\\_an\\_electron\\_in\\_an\\_electron-hole\\_plasma\\_with\\_degenerate\\_electrons\\_Possibility\\_of\\_formation\\_of\\_a\\_superconductivity\\_state](https://www.researchgate.net/publication/333782332_The_electric_field_of_an_electron_in_an_electron-hole_plasma_with_degenerate_electrons_Possibility_of_formation_of_a_superconductivity_state)
- [58] AHARONI, E., KOREN, G.. *Barriers formed by a plasma discharge process in all YBCO Josephson edge junctions*. Physica C: Superconductivity [online]. 1994, **235-240**, 3339-3340. DOI: 10.1016/0921-4534(94)91196-7. ISSN 09214534. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0921453494911967?via%3Dihub>
- [59] GRIGORENKO, E. E., KOLEVA, R., SAUVAUD J.-A.. *On the problem of Plasma Sheet Boundary Layer identification from plasma moments in Earth's magnetotail*. Annales Geophysicae [online]. 2012, **30**(9), 1331-1343. DOI: 10.5194/angeo-30-1331-2012. ISSN 1432-0576. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/258606585\\_On\\_the\\_problem\\_of\\_Plasma\\_Sheet\\_Boundary\\_Layer\\_identification\\_from\\_plasma\\_moments\\_in\\_Earth%27s\\_magnetotail](https://www.researchgate.net/publication/258606585_On_the_problem_of_Plasma_Sheet_Boundary_Layer_identification_from_plasma_moments_in_Earth%27s_magnetotail)
- [60] FRANKLIN, R N a N St J BRAITHWAITE. *Electron plasma waves and plasma resonances*. Plasma Sources Science and Technology [online]. 2009, **18**(1). DOI: 10.1088/0963-0252/18/1/014019. ISSN 0963-0252. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/18/1/014019>
- [61] ALEGRE, M. P., VILLAR, M. P., ARAÚJO, D., BUSTARRET, E., CAPRON, T., WILLIAMS, O. A., FERRO, G., SIFFERT, P. *TEM study of superconducting polycrystalline diamond* [online]. 2010, s. 133-136. DOI: 10.1063/1.3518279. Dostupné z: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3518279>
- [62] HANZELKA, M., FIALA, P., DOHNAL, P., FRIEDL, M., SLIZ J.. *Methods for the measurement and ultra-low-frequency evaluation of geomagnetic and ionospheric changes*. In: 2016 Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS) [online]. IEEE, 2016, 2016, s. 3037-3040. DOI:

- 10.1109/PIERS.2016.7735185. ISBN 978-1-5090-6093-1. Dostupné z:  
<http://ieeexplore.ieee.org/document/7735185/>
- [63] FIALA, P., BARTUŠEK, K., DĚDKOVÁ, J., KADLEC, R., & DOHNAL, P. (2019). *Experimental measurement of nanolayers via electromagnetic, near infrared, and gamma radiation*. Measurement Science Review, 19(4), 144-152. doi:10.2478/msr-2019-0020
- [64] *Laboratoř polovodičů – čisté prostory: Praktikum z technologie přípravy čipů pro FEKT VUT* [online]. PřF MU v Brně: Ústav fyziky kondenzovaných látek, 2014. Dostupné také z:  
<https://www.physics.muni.cz/ufkl/equipment/CleanRoom-vyuka.shtml?fbclid=IwAR2T7PGT8TdSx2nRC1FSOL78wIXJxNPSHX-KNc8smGuoXc6OBr59HfvJghc>
- [65] KÁLOSI, Ábel. *Zkoumání reakcí jednoduchých iontů v nízkoteplotním plazmatu* [online]. Praha, 2013. Dostupné také z:  
<https://is.cuni.cz/webapps/zzp/download/130104153>. Bakalářská práce. Univerzita Karlova v Praze, Matematicko-fyzikální fakulta. Vedoucí práce RNDr. Radek Plašil, PhD.
- [66] IKEZI, H. Electron Plasma Waves and Free-Streaming Electron Bursts. *Physics of Fluids* [online]. 1971, **14**(9). DOI: 10.1063/1.1693709. ISSN 00319171. Dostupné z: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1693709>